

Technische Universität Dresden
Fakultät Maschinenwesen

Experimentelle Untersuchung von dispersen Zweiphasenströmungen in vertikalen Rohren mittels ultraschneller Röntgentomographie

Von der Fakultät Maschinenwesen
der Technischen Universität Dresden
angenommene und genehmigte Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktoringenieur
(Dr.-Ing.)

vorgelegt von
Dipl.-Ing. Manuel Johannes Banowski
geboren am 07.01.1986 in Dresden

Tag der Einreichung: 12.07.2018
Tag der Verteidigung: 05.04.2019

Promotionskommission:

| | |
|--------------------|---|
| Vorsitzender: | Prof. Dr.-Ing. habil. Rüdiger Lange |
| Gutachter: | Prof. Dr.-Ing. habil. Dr. h. c. Uwe Hampel Prof. Dr.-Ing. Marcus Grünewald |
| Prüfer: | Prof. Dr.-Ing. Michael Beckmann |
| Weiteres Mitglied: | Prof. Dr. rer. nat. et Ing. habil. Kerstin Eckert |

Nicht der Pflicht nur zu genügen,
was sie fordert und verlangt,
nicht der Stunde nur zu leben,
was sie nimmt und was sie dankt, –
Freunde, einem stolzern Wollen
gelte unsres Tages Lauf:
Über Sturm und über Wolken
Sonn entgegen trag's uns auf!

Gib dem Menschen, was des Menschen,
doch lass Gott, was Gott gehört;
nicht dem Kampf nur um dein Morgen,
auch dir selbst sei etwas wert!
Auch dir selbst, Freund, und der Jugend,
die so stolz die Stirn dir schirmt
und auf Feuerflügeln jauchzend
unsre Seelen aufwärts stürmt!

Cäsar Flaischlen, 1894

In memoriam Dr.-Ing. Thomas Barth †

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Fluidodynamik des Helmholtz-Zentrums Dresden-Rossendorf. Das dieser Dissertation zugrundeliegende Vorhaben wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Wirtschaft und Energie unter dem Förderkennzeichen 150 1411 gefördert.

Meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr. Uwe Hampel, danke ich herzlich für das entgegengebrachte Vertrauen, die hilfreichen Anregungen und die fachliche sowie wissenschaftliche Begleitung. Herrn Dr. Dirk Lucas, mein Projektleiter während der Zeit in Rossendorf, danke ich ebenfalls für das entgegengebrachte Vertrauen und die organisatorischen sowie fachlichen Ratschläge und Unterstützungen.

Für die gute Zeit am Institut danke ich meinen ehemaligen Kollegen, durch die eine konstruktive und erfolgreiche Arbeitsatmosphäre entstehen konnte. Namentlich erwähnen möchte ich hier zunächst das TOPFLOW-Team mit Matthias Beyer, Lutz Szalinski, Heiko Pietruske, Peter Schütz, Heiko Rußig, Marko Tämme, Steffen Weichelt und Klaus Lindner, welches die Versuche begleitete und unterstützte. Des Weiteren danke ich dem Messtechnik-Team mit Dr. Martina Bieberle, Dr. André Bieberle, Dr. Frank Barthel, Uwe Spewitz und Michael Wagner für die vielen Lösungsansätze, wenn der Tomograph etwas überzeugt werden musste.

Ein ganz besonderer Dank geht natürlich an die ehemaligen Doktorandenkollegen Tobias Seidel, Thomas Geißler, Sebastian Unger und Debasish Sarker für die vielen kreativen und hochkoffeinierten Besprechungen mit aufmunternden Mashupklängen. Auch den Studenten Anindityo Patmonoaji, Yusuf Kuntoro und Akmal Majid, welche ich im Zuge ihrer Gastaufenthalte für ihre Masterarbeiten betreuen konnte, danke ich für ihr Engagement und ihre Fragen.

Meinen Eltern möchte ich für die erhaltene Prägung danken, Dinge zu betrachten und zu verstehen. Zu guter Letzt möchte ich meiner lieben Ehefrau Josefine für ihr Verständnis sowie ihre Unterstützung und natürlich unserer lieben Tochter Theodora für ihr strahlendes Gesicht, wenn ich nachmittags wieder nach Hause komme, danken.

Kurzfassung

Die Dissertation widmet sich der fortgeschrittenen experimentellen Analyse von dispersen Zweiphasenströmungen mittels ultraschneller Röntgentomographie. Hintergrund dieser Arbeit war die Zielsetzung, die Entwicklung und Validierung von Methoden der numerischen Strömungsberechnung (Computational Fluid Dynamics - CFD) durch experimentelle Studien zu unterstützen. Dazu wurden Blasenströmungen in einem Rohr mit einem weiten Bereich von Leerrohrgeschwindigkeiten und verschiedenen Hauptströmungsrichtungen untersucht. Dieses generische, experimentelle Szenario einer sich in einem vertikalen Kanal entwickelnden Zweiphasenströmung stellt einen anerkannten Benchmark-Fall für die numerische Strömungssimulation dar und ist darüber hinaus für viele praktische Anwendungen in der Energie- und Verfahrenstechnik von Bedeutung.

Mit Anwendung der ultraschnellen Röntgentomographie war es im Rahmen dieser Arbeit erstmalig möglich, Zweiphasenströmungen in einer bisher nicht erreichbaren Detailtreue bildgebend zu erfassen. Allerdings bedarf es im Rahmen der angestrebten Validierung von numerischen Berechnungswerkzeugen für Zweiphasenströmungen einer möglichst genauen Extraktion quantitativer strömungsmechanischer Parameter. Während die Bestimmung von zeit- bzw. raumintegralen Gasgehaltsverteilungen mit Mittelungsverfahren nach dem Stand von Wissenschaft und Technik verhältnismäßig unkritisch ist, wurde im Rahmen dieser Arbeit der Fokus auf die nur mit der schnellen Röntgentomographie mögliche Bestimmung von Blasengrößen- und Blasengeschwindigkeitsverteilungen aus tomographischen Bilddaten gelegt. Dazu wurden neue Bildauswerteverfahren entwickelt, validiert und angewendet.

Die Grundidee des neuen Segmentierungsverfahrens ist die schrittweise Zuordnung von Pixeln zu einem Cluster, wobei zu Beginn keine expliziten Kernzonen als Startzonen definiert werden. In einem rechenaufwendigen Verfahren wird jedes lokale Grauwertmaximum dahingehend überprüft, ob es zu einem bestehenden Cluster zugeordnet werden kann oder als Kern eines neuen, eigenständigen Clusters definiert werden muss. Der neue Segmentierungsalgorithmus ist bei den vorliegenden Bilddaten von Zweiphasenströmungen den bestehenden Alternativverfahren überlegen. Die relativen

Unsicherheiten wurden für den Gesamtgasgehalt mit $\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} = \pm 8\%$ bestimmt, wobei eine Absolutunsicherheit von $\Delta\epsilon = \pm 0,5\%$ nicht unterschritten wird.

Die Ermittlung von individuellen Blasengeschwindigkeiten erfolgt regimabhängig. Zum einen werden bei auf- und abwärts gerichteten Strömungen in beiden Abbildungsebenen zusammengehörende Clusterzwillinge detektiert. Dazu werden die Eigenschaften Volumen, Lateralbewegung und resultierende Geschwindigkeit miteinander verglichen und mittels Fuzzy-Logik verknüpft. Zwei zusammengehörende Cluster werden über den maximalen Wahrheitsgrad einer physikalischen Blase zugeordnet, sodass über den Zeitversatz zwischen beiden Bildebenen die axiale Geschwindigkeit ermittelt werden kann. Zum anderen wird bei sehr langsamen Blasenströmungen das Längen-Breiten-Verhältnis von Blasen verwendet. Mittels Korrelationen erfolgt eine iterative Bestimmung der axialen Geschwindigkeit anhand der tatsächlich erfassten Blasenbreite.

Die Validierung der neuen Verarbeitungsalgorithmen erfolgt anhand einer Vergleichsstudie mit dem Gittersensor. Es zeigt sich, dass bei mittleren Gasgeschwindigkeiten von $0,5 \frac{\text{m}}{\text{s}} \leq v_g \leq 2,5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ die Ergebnisse beider Bildgebungsverfahren mit einem resultierenden Gesamtfehler kleiner als 10 % sehr gut vergleichbar sind.

Ausgewählte Ergebnisse von 32 untersuchten aufwärts gerichteten, 27 abwärts gerichteten und sechs Gegenströmungen werden sowohl mittels qualitativer Daten in Form von Seiten- und Schnittansichten als auch quantitativer Daten in Form von Gasgehalts- und Geschwindigkeitsprofilen sowie Blasengrößenverteilungen vorgestellt und diskutiert. In die Betrachtung wird die für die Strömungsentwicklung mitverantwortliche transversale Liftkraft einbezogen und deren Wirkung anhand von Gasgehaltsverteilungen und Profilen der radialen Blasengeschwindigkeit nachvollzogen. Bei den Gegenströmungen kann eine leicht höhere Koaleszenzrate als Zerfallsrate nachgewiesen und die aus der Literatur bekannten Effekte des Corings und der Umkehrung der Liftkraft bei abwärts gerichteten Strömungen bestätigt werden.

Zum Abschluss werden fluiddynamische Eigenschaften der Blasen, wie Relativgeschwindigkeit gegenüber der kontinuierlichen Phase und Längen-Breiten-Verhältnisse zur Beschreibung der Blasenformen, ermittelt und diskutiert. Obwohl keine Geschwindigkeiten der Flüssigphase aus den Bilddaten direkt bestimmt werden können, ist eine entsprechende Abschätzung von blasengrößenabhängigen Relativgeschwindigkeiten durch Zuhilfenahme blasenklassenaufgelöster Geschwindigkeiten bei Definition einer Referenzblasenklasse möglich. Die Resultate stimmen prinzipiell gut mit Angaben aus der Literatur überein. Neue Korrelationen mit je einem Bestimmtheits-

maß $R^2 > 0,99$ werden ergänzend für aufwärts und für abwärts strömende Pfropfenblasen ermittelt. Diese Ergebnisse werden verwendet, um indirekt die Geschwindigkeiten der Flüssigphase zu bestimmen.

Korrelationen zu Längen-Breiten-Verhältnissen der Blasen werden zum einen mittels Projektion der Blasen, zum anderen durch Approximation eines triaxialen Ellipsoids bestimmt. Dabei weisen die Korrelationen des triaxialen Ellipsoids höhere Bestimmtheitsmaße auf als die der projizierten Blasen, was mit der Berücksichtigung dreidimensionaler Informationen erklärt werden kann.

Abstract

The dissertation deals with the advanced experimental analysis of disperse two-phase flows by means of ultrafast X-ray tomography. The objective was to support the development and validation of computational fluid dynamics (CFD) methods by experimental studies. For this, bubble flows in a pipe were investigated in a wide range of superficial velocities and different main flow directions. This generic experimental scenario of two-phase flow developing in a vertical channel represents a recognized benchmark case for numerical flow simulation and is also important for many industrial applications in energy and process engineering.

With application of ultrafast X-ray tomography, it was possible for the first time to record two-phase flows in an unprecedented level of detail. However, in the context of the intended validation of numerical models for two-phase flows, it is necessary to extract quantitative fluid dynamical parameters as precisely as possible. While the determination of time- and space-integral void distributions is relatively uncritical with state-of-the-art averaging methods, this dissertation focuses on the determination of bubble size distributions and bubble velocity distributions from tomographic image data, which is possible only with ultrafast X-ray tomography. For this purpose, new image evaluation methods were developed, validated and applied.

The basic idea of the new segmentation method is the gradual assignment of pixels to a cluster, whereby initially no explicit cores are defined as starting points. In a computationally intensive process, each local gray maximum is checked to see if it can be assigned to an existing cluster or defined as core of a new cluster. The new segmentation algorithm is superior to existing alternative algorithms. The relative uncertainties were determined for the total void fraction with $\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} = \pm 8 \%$, where the minimum absolute uncertainty does not fall short of a value of $\Delta\epsilon = \pm 0.5 \%$.

The determination of individual bubble velocities depends on the flow pattern. On the one hand, associated cluster twins can be detected in both planes for upward and downward flows. For this purpose, the properties volume, lateral movement and resulting velocity are compared and linked by means of fuzzy logic. Two associated clusters are assigned to one physical

bubble via maximum degree of truth, so that axial velocity can be determined from the time delay between both planes. On the other hand, with very slow bubbles, the bubble aspect ratio is used. By means of correlations, an iterative determination of the axial velocity is done, based on the bubble width which was actually detected.

The validation of the new processing algorithms is conducted by means of a comparative study with a wire mesh sensor. It was found that at mean gas velocities of $0.5 \frac{\text{m}}{\text{s}} \leq v_g \leq 2.5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, the results of both measurement techniques are very well comparable with a resulting total error of less than 10 %.

Selected results from studies containing 32 upward flows, 27 downward flows and six counter-current flows are presented and discussed using qualitative data in the form of side and axial cut views. Furthermore, quantitative data of these studies are presented in the form of radial gas volume fraction profiles and radial gas velocity profiles as well as bubble size distributions. The transverse lift force is included in the consideration as an important force responsible for flow development. Their effect can be understood using gas volume fraction profiles and on bubble radial velocity profiles. In counter-current flows, a slightly higher rate of coalescence than rate of break-up was detected. The effects of coring and reversal of the lift force on downward flows known from literature were confirmed.

Finally, bubble fluid dynamic properties such as drift velocity to continuous phase or aspect ratios for describing bubble shapes are determined and presented. Although no liquid phase velocity can be directly derived from the tomography data, an estimation of bubble size-dependent drift velocities is possible by using bubble class-resolved velocities and defining a reference bubble class. In principle, the results are in good agreement with information from literature. In addition, new correlations with a coefficient of determination of $R^2 > 0.99$ are calculated for upward and downward Taylor bubbles. These results are used to indirectly determine the velocities of the liquid phase.

Correlations to bubble aspect ratios are determined on the one hand by projection of the bubbles, on the other hand by approximation of a triaxial ellipsoid. The correlations of the triaxial ellipsoid show higher coefficients of determination than those of the projected bubbles, which is explained by the consideration of three-dimensional information.

Inhalt

| | |
|--|------------|
| Danksagung | i |
| Kurzfassung | iii |
| Abstract | vii |
| 1 Einleitung | 1 |
| 1.1 Motivation | 1 |
| 1.2 Zielstellung und Inhalt der Dissertation | 6 |
| 2 Stand der Wissenschaft | 9 |
| 2.1 Fluiddynamik | 9 |
| 2.1.1 Zweiphasenströmung | 9 |
| 2.1.2 Kennzahlen und Kräfte | 18 |
| 2.2 Mehrphasenmesstechnik | 26 |
| 2.2.1 Invasive Mehrphasenmesstechnik | 27 |
| 2.2.2 Nicht-invasive Mehrphasenmesstechnik | 28 |
| 2.2.3 Tomographische Bildgebungstechnik | 30 |
| 2.3 Datenauswertung | 33 |
| 2.3.1 Segmentierung von Bilddaten | 33 |
| 2.3.2 Geschwindigkeitsermittlung | 35 |
| 3 Versuchsanordnung und Experimente | 39 |
| 3.1 Versuchsaufbauten | 39 |
| 3.2 Messtechnik und Instrumentierung | 42 |
| 3.3 Durchführung | 44 |
| 4 Entwicklung neuer Auswerteverfahren | 47 |
| 4.1 Bläserkennung | 47 |
| 4.1.1 Beschreibung des neuen Algorithmus | 48 |
| 4.1.2 Qualifizierung | 54 |
| 4.1.3 Fazit | 61 |
| 4.2 Bestimmung von Einzelblasengeschwindigkeiten | 62 |
| 4.2.1 Detektion von Clusterzwillingen | 62 |
| 4.2.2 Nutzung morphologischer Eigenschaften | 78 |

| | |
|--|-------------|
| 4.2.3 Fazit | 82 |
| 5 Validierung der neuen Auswerteverfahren | 85 |
| 5.1 Aufbau und Versuche | 86 |
| 5.2 Ergebnisse | 88 |
| 5.3 Bewertung und Fazit | 104 |
| 6 Ergebnisse und Diskussion | 107 |
| 6.1 Aufwärts gerichtete Strömungen | 107 |
| 6.1.1 Qualitative Daten | 107 |
| 6.1.2 Quantitative Daten | 110 |
| 6.2 Gegenströmungen | 121 |
| 6.2.1 Qualitative Daten | 122 |
| 6.2.2 Quantitative Daten | 123 |
| 6.3 Abwärtsgerichtete Strömungen | 129 |
| 6.3.1 Qualitative Daten | 129 |
| 6.3.2 Quantitative Daten | 133 |
| 6.4 Relativgeschwindigkeit von Blasen | 143 |
| 6.4.1 Blasenströmungen | 144 |
| 6.4.2 Pfropfenblasen | 146 |
| 6.5 Geschwindigkeit der Flüssigphase | 148 |
| 6.6 Morphologie von Blasen | 151 |
| 6.6.1 Projektion einer Gasblase | 151 |
| 6.6.2 Die Gasblase als Ellipsoid | 156 |
| 7 Zusammenfassung | 161 |
| 8 Ausblick | 165 |
| Erklärungen | I |
| Nomenklatur | III |
| Publikationen | VII |
| Literatur | XIII |

1 Einleitung

1.1 Motivation

Zweiphasenströmungen können sowohl in der Natur als auch in vielen industriellen Bereichen beobachtet werden. Sie finden sich in vielen verfahrenstechnischen Apparaten, wie Reaktoren und Destillationskolonnen, oder in Kreisläufen thermischer Kraftwerke. Zur Auslegung aber auch zur Sicherheitsbewertung derartiger Apparate und Systeme ist es erforderlich, den Impuls-, Masse- und Energietransport in solchen Strömungen zu modellieren. Dazu gibt es mit dem heutigen Stand von Wissenschaft und Technik verschiedene Modellierungsansätze, die sich hauptsächlich hinsichtlich der betrachteten räumlichen und zeitlichen Skalen sowie der Modellierungstiefe unterscheiden.

Die Kontinuitätsbeziehung für kompressible Strömungen

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \frac{\partial \varrho v_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.1)$$

ergibt sich aus der Erhaltung der Masse. Das Newtonsche Gesetz besagt, dass die zeitliche Änderung des Impulses eines Fluidvolumens gleich der Resultierenden der auf dieses wirkenden Kräfte ist. Unter Berücksichtigung der Kontinuitätsbeziehung in Gleichung (1.1) und der Annahme, dass die Volumenviskosität vernachlässigbar ist („Stokes’sche Hypothese“), kann die Impulserhaltung durch die Navier-Stokes-Gleichungen

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j^2} + F_i \quad (1.2)$$

beschrieben werden. Die Erhaltung der Energie

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial v_i E}{\partial x_i} = -\frac{\partial p v_i}{\partial x_i} + \frac{\partial v_i \tau_{ij}}{\partial x_j} + \varrho F_i v_i - \frac{\partial q_i}{\partial x_i} \quad (1.3)$$

folgt aus dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik. Insgesamt sind damit sechs Gleichungen zur Beschreibung der Feldgrößen Dichte, Druck, Temperatur und dreidimensionale Geschwindigkeit verfügbar: Kontinuitätsgleichung, Impulserhaltung für je drei Komponenten, Energieerhaltung und die Zustandsgleichung in Abhängigkeit des jeweiligen Fluids.

Grundlegende Vereinfachungen der oben genannten Gleichungen können anhand der Eigenschaften des Fluids, wie z. B. Inkompressibilität, vorgenommen werden. Für laminare Strömungen sind die Gleichungen unmittelbar anwendbar. Im Fall turbulenter Strömungen müssen die Folgen von Fluktuation der Feldgrößen unbedingt berücksichtigt werden. Ein entsprechender Ansatz kann durch die Reynolds-Mittelung formuliert werden. Mit diesem wird die Feldgröße in einen zeitlichen Mittelwert und deren Fluktuation zerlegt. Wird der Reynolds-Ansatz in den Navier-Stokes-Gleichungen (1.2) angewandt, erhält man die Reynolds-Gleichungen (engl. Reynolds-averaged Navier-Stokes equations, RANS):

$$\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{v}_i \bar{v}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{v}_i}{\partial x_j^2} + F_i - \frac{\partial \overline{\rho v'_i v'_j}}{\partial x_j}. \quad (1.4)$$

Auf deren rechter Seite ist im Vergleich zu Gleichung (1.2) ein weiterer Term vorhanden, welcher die Reynoldsspannungen enthält. Für diese gibt es jedoch keine analytischen Beziehungen mit der gemittelten Geschwindigkeit $\bar{\mathbf{v}}$. Das Gleichungssystem ist daher nicht geschlossen, weshalb die Reynoldsspannungen bei turbulenten Strömungen durch geeignete Turbulenzmodelle, wie z. B. das k - ϵ - oder das k - ω -Modell, approximiert werden müssen.

Die oben formulierten Grundgleichungen der numerischen Strömungsmechanik gelten als solche nur für eine Phase. Bei Zwei- oder Mehrphasenströmungen müssen die Gleichungen für jede Phase separat gelöst werden. Da es auch zwischen den beiden Phasen zu Interaktionen und Stoffübertragung kommen kann, sind die jeweiligen Gleichungen an der Phasengrenzfläche miteinander zu verknüpfen. Im konkreten Fall von Gas-Flüssig-Strömungen sind die Phasengrenzflächen jedoch mobil und deformierbar, was zusätzlich berücksichtigt werden muss.

Das Gleichungssystem kann durch Direkte Numerische Simulation (DNS) gelöst werden. Kleinskalige turbulente Schwankungen sowie die Wechselwirkungen an der Phasengrenzfläche werden dabei numerisch in Raum und Zeit gelöst und nicht durch Modelle vereinfacht. Dies erfordert allerdings einen sehr hohen rechnerischen Aufwand, weshalb DNS für industrierelevante Problemstellungen kaum Anwendung findet.

Große Skalen werden nach Stand heutiger Technik vorwiegend mit einem Euler-Euler-Verfahren betrachtet. Dabei wird angenommen, dass die disperse Phase als Kontinuum behandelt wird und die kontinuierliche Phase durchdringt, wobei beide Phasen in Wechselwirkung stehen. Folglich können die oben genannten Gleichungen für beide Phasen gleichermaßen gelöst wer-

den. Allerdings wird durch die Behandlung beider Phasen als Kontinuum die Phasengrenze nicht aufgelöst. Über aufwendige Schließungsmodelle muss diese zusätzlich berücksichtigt werden.

Eine Alternative dazu ist die Verwendung eines Euler-Lagrange-Verfahrens. Die disperse Phase wird dabei als Partikel approximiert und dessen Bewegung orts- und zeitaufgelöst verfolgt. Der Rechenaufwand steigt proportional zu der Anzahl der Partikel, wobei diese in Gruppen zusammengefasst werden können. Die Wechselwirkung zwischen Partikel und Kontinuum kann nur anhand der formstabilen Phasengrenzfläche formuliert werden. Eine Korrektur muss anhand zusätzlicher Modelle erfolgen.

In der Industrie sowie in der Sicherheitsforschung fanden und finden oftmals vereinfachte Systemcodes Anwendung. Kreisläufe wie in Kernkraftwerken oder Chemieanlagen werden dabei als eindimensionale thermohydraulische Problemstellung modelliert und entsprechend simuliert. Beispiele für solche Systemcodes sind ATHLET (Analyse der Thermohydraulik von Lecks und Transienten) von der Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) (GRS 2016), RELAP (Reactor excursion and leak analysis program) vom Idaho National Laboratory (INL) (Berry et al. 2014), sowie CATHARE (Code for analysis of thermalhydraulics during accident of reactor and safety evaluation), gemeinsam entwickelt vom Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives (CEA), von der Électricité de France (EDF) und von FRAMATOME (Bestion et al. 2009). Man kann dabei zwischen 3-, 4-, 5- und 6-Gleichungssystemen zur Modellierung der Thermohydraulik wählen. Entsprechend der Entwicklung der Rechentechnik konnte die Anzahl der Gleichungen im System erhöht werden:

- Im 3-Gleichungssystem werden die Massen-, Impuls- und Energiebilanzen unter der Annahme der Homogenität, also der Vernachlässigung des Schlupfes, modelliert. Damit können ausschließlich thermische und mechanische Gleichgewichtszustände nachgebildet werden.
- Beim 4-Gleichungssystem wird die Massenbilanz separat betrachtet, wobei eine dominante und nichtdominante Phase definiert werden muss. Damit kann ein thermisches Ungleichgewicht mit Einschränkungen simuliert werden.
- 5-Gleichungssysteme enthalten phasenseparierte Bilanzen für Masse und Energie, die Impulsbilanz wird homogen betrachtet. Somit wird es möglich, dass beide Phasen Temperaturen ungleich der Sättigungstemperatur besitzen.

- Ein vollständiges Zwei-Fluid-Modell wird mit dem 6-Gleichungssystem ermöglicht, bei dem die drei Erhaltungsgleichungen für jedes Fluid einzeln formuliert werden.

Inzwischen sind grundsätzlich in allen Systemcodes 5- bzw. 6-Gleichungssysteme enthalten. Verschiedene Parameter und Modelle ermöglichen trotz der eindimensionalen Modellierung vereinzelte Informationen über eine räumliche Ausbildung von Strömungszuständen sowie von den Wechselwirkungen beider Fluide zueinander (Schaffrath und Ringel 2000). Zudem existieren für verschiedene Anlagenkomponenten vorgefertigte Module, die den Realitätsbezug verbessern. Dennoch wird aufgrund der eindimensionalen Modellierung eine problematische Geometrieabhängigkeit erzeugt, die der Gesamtlösung nicht zuträglich sein kann (Bestion et al. 2009).

Eine Möglichkeit zur Verbesserung der verwendeten Korrelationen in Systemcodes bietet unter anderem das Modell des Transports von Zwischenphasengrenzflächen (IATE, interfacial area transport equation). Dieses Modell wurde ursprünglich von Kocamustafaogullari und Ishii (1995) vorgestellt und erfuhr mehrere Weiterentwicklungen. Die Ein-Gruppen-Gleichung lautet:

$$\frac{\partial a_i}{\partial t} + \nabla \cdot (a_i v_i) = \Phi_{\text{dis}} - \Phi_{\text{co}} + \Phi_{\text{ph}}. \quad (1.5)$$

Die Parameter Φ_{dis} , Φ_{co} und Φ_{ph} geben jeweils den Quellterm des Blasenzerfalls, den Senkenterm der Blasenkoaleszenz sowie den Quellterm des Phasenwechsels wieder. Eine Erweiterung des Modells zur Anwendung auf zwei Blasengruppen wurde von Hibiki und Ishii (2000) vorgestellt. Kugelförmige und ellipsoide Blasen werden in die erste, kappenförmige Blasen und Gaspfropfen in die zweite Gruppe eingeteilt. Damit können die traditionellen Strömungskarten und die Korrelationen zu den Übergängen zwischen verschiedenen Strömungsregimes innerhalb der Systemcodes ersetzt werden (Hibiki und Ishii 2009).

Lo (1996) führte das MUSIG-Modell ein, um Koaleszenzen und Zerfall in einer 3D-CFD-Simulation abbilden zu können. Dabei wird in der Massenerhaltung der Gasphase zwischen verschiedenen, in Gruppen eingeteilten Blasengrößen unterschieden. Da somit nur eine Impulsgleichung für die gesamte Gasphase gelöst wird und blasengrößenabhängige Kräfte nicht berücksichtigt werden können, wurde das Modell zum inhomogenen MUSIG-Modell weiterentwickelt (Krepper et al. 2008; Krepper et al. 2005). In diesem werden für verschiedene Geschwindigkeitsgruppen M , die wiederum in verschiedene Blasengrößengruppen N unterteilt werden können, die Massen- und die Impulsgleichungen gelöst. Analog zu den Gleichungen

(1.1) und (1.2) ergeben sich für die jeweiligen Geschwindigkeitsgruppen M die Kontinuitätsbeziehung

$$\frac{\partial(\epsilon_M \varrho_g)}{\partial t} + \nabla(\epsilon_M \varrho_g \mathbf{v}_M) = \mathbf{S}_M^{\text{Masse}} \quad (1.6)$$

und die Impulserhaltung

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\epsilon_M \varrho_g \mathbf{v}_M)}{\partial t} + \nabla \cdot (\epsilon_M \varrho_g \mathbf{v}_M \otimes \mathbf{v}_M) = \\ & \nabla \cdot (\epsilon_M \eta_g (\nabla \mathbf{v}_M + (\mathbf{v}_M)^T)) - \epsilon_M \nabla p + \epsilon_M \varrho_g \mathbf{g} + \mathbf{F}_M + \mathbf{S}_M^{\text{Impuls}}. \end{aligned} \quad (1.7)$$

Dabei entsprechen $\mathbf{S}_M^{\text{Masse}}$ und $\mathbf{S}_M^{\text{Impuls}}$ den jeweiligen Austauschtermen für Masse und Impuls zwischen den Gruppen bei Koaleszenz und Zerfall. \mathbf{F}_M steht für die wirkenden, blasengrößenabhängigen Kräfte. Analog zur Gleichung (1.6) muss die Massenerhaltung innerhalb der Untergruppen N formuliert werden. Durch diese Erweiterung können nun blasengrößenabhängige Zwischenblasenkräfte berücksichtigt werden.

Alle oben beschriebenen Einschränkungen zeigen die Notwendigkeit, dass kontinuierliche Weiter- und Neuentwicklungen von Modellen für die dreidimensionale Simulation von Zweiphasenströmungen zwingend erforderlich sind. Im Gegensatz zu einphasigen Rohrströmungen, die mit ihren beiden Strömungsregimen laminar und turbulent sehr gut bekannt sind, bilden sich bei zweiphasigen Rohrströmungen die jeweiligen Regime mittels statistischer Phasenverteilungen im Rohr sowie charakteristischer Blasengrößenverteilungen aus. Dies erfolgt in Abhängigkeit von Stoffwerten, Volumenströmen der einzelnen Phasen sowie des Schwerkraftvektors. Allerdings ist das Ziel einer Simulation nicht die identische Nachbildung eines konkreten Strömungszustandes, sondern die realitätsgetreue Nachbildung wesentlicher Merkmale wie Spektren der Turbulenz oder Blasengrößen sowie Gasgehaltsverteilungen. Besondere Aufmerksamkeit liegt des Weiteren auf der Erfassung dreidimensionaler Effekte und der Berücksichtigung der Interaktionen an den Phasengrenzflächen. Entsprechende Modelle müssen schließlich mit geeigneten experimentellen Ergebnissen validiert werden. Die Auslegung zweiphasiger Experimente zur Modellvalidierung gestaltet sich ebenfalls schwierig. Verschiedene zu untersuchende Aspekte spiegeln sich in unterschiedlichen, dimensionslosen Kennzahlen wieder, die häufig nicht alle in Übereinstimmung gebracht werden können. Daher müssen die zu untersuchenden Aspekte priorisiert werden, um die Experimente in geeigneter Ähnlichkeit zu originalen Zuständen skalieren zu können.

Grundsätzlich ist es für die Experimente wünschenswert, die Stoffwerte im Experiment denen der originalen Systemzustände anzupassen. Für Experimente im Bereich der nuklearen Sicherheit sind oftmals hohe Drücke und Temperaturen nötig, um die Einflüsse von Dichteverhältnissen, Viskositäten sowie Oberflächenspannungen abbilden zu können. Die zu verwendende Messtechnik sollte bei diesen Umgebungsparametern in der Lage sein, die Phasengrenzflächen sowohl zeitlich als auch räumlich gut auflösen zu können. Des Weiteren sind orts- und zeitaufgelöste Ergebnisse über Geschwindigkeiten wichtig. Definierte Temperaturen und Drücke müssen, je nach Untersuchungsgegenstand der Experimente, mit hoher Genauigkeit eingehalten werden. Dies gilt sowohl für Untersuchungen im stationären Zustand, als auch für Experimente bei transienten Vorgängen. Die Gesamtheit der Anforderungen an entsprechende Experimente sind folglich sehr anspruchsvoll.

Zweiphasige Experimente in einem vertikalen Rohr können aufgrund klarer Randbedingungen in Geometrie und Versuchsparametern als grundlegende Experimente zur Validierung von neuen CFD-Zweiphasenmodellen verstanden werden. Die Ergebnisse solcher hochauflösenden Benchmark-Experimente werden daher auch als „CFD-grade“-Daten bezeichnet, die zur Code-Validierung zwingend erforderlich sind.

1.2 Zielstellung und Inhalt der Dissertation

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der experimentellen Untersuchung vertikaler, zweiphasiger Rohrströmungen. Dabei werden verschiedene Gas-Flüssig-Strömungen und ihre Entwicklung zu Blasen-, Pfropfen- und teilweise turbulent-aufgewühlten Strömungen beobachtet. Die Ergebnisse der Arbeit basieren auf der hochgenauen sowie berührungs- und rückwirkungs-freien Untersuchung der Strömungen mit der ultraschnellen Röntgentomographie. Dieses Bildgebungsverfahren wurde erstmals in umfangreichen Studien mit weiten Variationen der eingespeisten Volumenströme angewendet. Ergänzend dazu erfolgte die Untersuchung von den drei möglichen Kombinationen der Strömungsrichtungen der einzelnen Phasen: Aufwärtsströmungen, Gegenströmungen und Abwärtsströmungen. Daraus ergeben sich die Ziele der vorliegenden Arbeit:

- Konzeption und Durchführung der Experimente,
- Entwicklung und Anwendung neuer Methoden zur Auswertung der rekonstruierten Tomographiedaten,

- Vergleich des neuen Bildgebungsverfahrens und der neuen Auswertungsalgorithmen mit bestehenden, etablierten Systemen,
- Ermittlung der Unsicherheiten,
- Aufklärung über charakteristische Verteilungen der jeweiligen Zweiphasenregime in Abhängigkeit der Strömungsrichtung.

Die Dissertation gliedert sich im Wesentlichen in drei Themenschwerpunkte. Nachdem in Kapitel 2 auf die bisherigen relevanten Erkenntnisse der Wissenschaft in Fluidodynamik, Messtechnik und Auswertungsverfahren sowie in Kapitel 3 auf den Versuchsaufbau und die verwendete Mess- und Bildgebungstechnik eingegangen wurde, behandelt Kapitel 4 den ersten Schwerpunkt: Die Entwicklung neuer Methoden zur Auswertung. Zuerst wird der neue Algorithmus zur Segmentierung der dispersen Gasblasen von der kontinuierlichen Flüssigphase aus den rekonstruierten Tomographiebildern vorgestellt. Ein neues Verfahren wurde nötig, um der besonderen Situation des Bildkontrastes und verfahrensbedingten Verschmierungen der Phasengrenzfläche gerecht zu werden. Anschließend werden zwei neue Verfahren zur Geschwindigkeitsbestimmung von Gasblasen vorgestellt. Beide ermöglichen die Ermittlung dreidimensionaler Geschwindigkeiten von Einzelblasen und folglich umfassender, individueller Blaseigenschaften.

Der zweite Schwerpunkt besteht aus der Validierung und dem Vergleich der neuen Methoden mit dem etablierten Gittersensor und wird in Kapitel 5 beschrieben. Dafür wurde eigens ein spezieller Versuchsaufbau entworfen, in dem die Anwendung beider Bildgebungsverfahren zur gleichen Zeit am gleichen Ort ermöglicht wird. Der Vergleich erfolgt an qualitativen Ergebnissen wie Strömungsmorphologie sowie an quantitativen Resultaten wie Gasgehalten, Geschwindigkeiten, Blasengrößen und resultierenden Volumenströmen. Schließlich wird ein klares Fazit zu Qualität und Anwendungsbereichen gezogen, welches mit einer Fehleranalyse untermauert wird.

Der dritte Themenschwerpunkt stellt die Diskussion von qualitativen und quantitativen Ergebnissen umfangreicher Experimentalkampagnen dar. Dabei wird insbesondere auf die Interpretation der Daten anhand der Wirkungsweise von Blasenkräften geachtet. Auf Grundlage dieser Daten erfolgt eine Abschätzung größenabhängiger Relativgeschwindigkeiten von Blasen, sodass im Anschluss ein mittleres Geschwindigkeitsprofil der Flüssigphase rekonstruiert werden kann. Abschließend wird die Morphologie von Gasblasen anhand deren Längen-Breiten-Verhältnissen untersucht.

2 Stand der Wissenschaft

2.1 Fluiddynamik

In der Fluiddynamik werden die Bewegungen von Fluiden (Gase oder Flüssigkeiten) unter Berücksichtigung unterschiedlicher Stoffeigenschaften untersucht. Dabei kann es sich um Ein- oder Mehrphasenströmungen handeln.

2.1.1 Zweiphasenströmung

Charakterisiert werden Zweiphasenströmungen durch physikalisch eindeutige Abgrenzungen zweier Phasen, die nicht oder nur sehr bedingt miteinander mischbar sind. Brennen (2005) und Crowe (2006) teilen Zweiphasenströmungen grundlegend ein in

- *Disperse Strömungen*, bei denen eine Phase in einzelnen Volumenelementen in einer zweiten Phase verteilt sind. Die Volumenelemente berühren sich nicht.
- *Separierte Strömungen*, bei denen beide Phasen durch eine Trennfläche voneinander separiert sind.

Eine weitere Einteilung kann nach Crowe (2006) und Kraume (2003), entsprechend den Medien beider Phasen, erfolgen in

- *Gas-Flüssig-Strömungen*, bei denen eine gasförmige, disperse Phase in der kontinuierlichen, flüssigen Phase bzw. die flüssige, disperse Phase in Tropfenform in der kontinuierlichen, gasförmigen Phase vorkommt. Anwendungen sind beispielhaft Verdampfung, Kondensation, Absorptionskolonnen oder Sprays.
- *Gas-Feststoff-Strömungen*, bei denen kleine Feststoffpartikel innerhalb einer kontinuierlich strömenden Gasphase mitgerissen werden. Gasströmungen in Wirbelschichten zählen ebenso in diese Gattung. Eine Spezialform stellen hier Granulat-Strömungen dar. Anwendungsbeispiele sind pneumatische Förderung, Wirbelschichtreaktoren oder Partikelabscheidung.

- *Flüssig-Feststoff-Strömungen*, bei denen Feststoffpartikel in einer flüssigen, kontinuierlichen Phase transportiert werden. Schlammartige Massen sind ebenfalls möglich. Beispiele finden sich in der Kristallisation, der hydraulischen Förderung oder in Suspensionen.
- *Flüssig-Flüssig-Strömungen*, bei denen sich zwei nicht mischbare Flüssigkeiten in einem gemeinsamen Kontrollvolumen bewegen. Beispielhafte Anwendungen sind Öl-Wasser-Emulsionen oder Flüssig-Flüssig-Extraktionen.

Ebenso kann nach der Richtung der strömenden Fluide gegliedert werden:

- *Aufwärts gerichtete Strömung*: Beide Phasen werden an einer Apparatur unten eingespeist und strömen der Schwerkraft entgegen nach oben.
- *Gegenstrom*: Während die Phase mit der größeren Dichte von oben in eine entsprechende Apparatur eingespeist wird und nach unten strömt, wird die Phase mit der geringeren Dichte unten eingespeist und strömt entsprechend den Auftriebskräften nach oben. Eine Limitierung ist durch die Gegenstrombegrenzung gegeben.
- *Abwärts gerichtete Strömung*: Beide Phasen werden am oberen Ende einer Apparatur eingespeist. Die Phase mit der höheren Dichte bringt genügend Impuls, um die leichtere Phase mit nach unten zu reißen.

Diese drei Varianten sind mit verschiedenen Neigungswinkeln einer Strömungsapparatur möglich. Im Folgenden werden dem Thema der vorliegenden Schrift entsprechend disperse Gas-Flüssig-Strömungen in vertikalen Röhren ohne Neigung näher betrachtet. Solche Zweiphasenströmungen werden in ihren Eigenschaften durch unterschiedliche Volumenanteile zweier Fluide bestimmt. Da die Angabe von Volumenströmen der beteiligten Phasen zum besseren Vergleich unabhängig von der durchströmten Querschnittsfläche sein soll, eignet sich die Angabe von Leerrohrgeschwindigkeiten:

$$u = \frac{\dot{V}}{A} = \frac{\dot{m}}{\rho \cdot A}. \quad (2.1)$$

Entsprechend der eingespeisten Volumenströme kann der Gasgehalt ϵ berechnet werden:

$$\epsilon = \frac{\dot{V}_g}{\dot{V}_l + \dot{V}_g}, \quad (2.2)$$

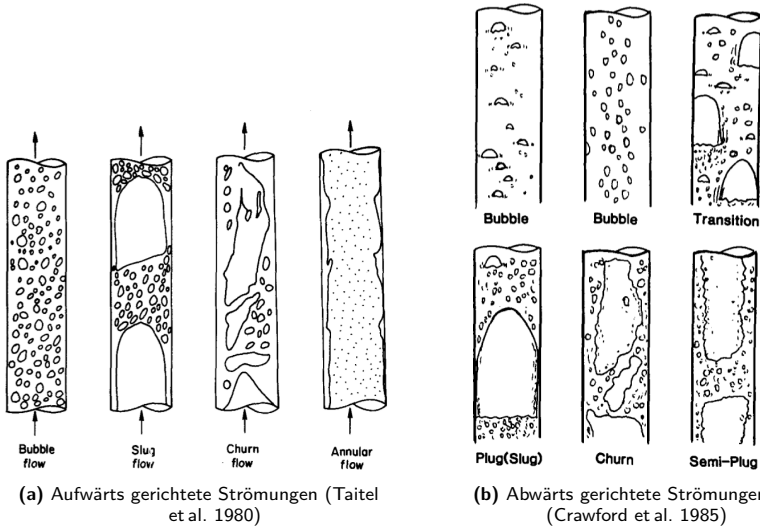


Abbildung 2.1: Beobachtete Strömungsformen von Gas-Flüssig-Strömungen im vertikalen Rohr

wobei zwingend der Schlupf der Gasphase innerhalb einer flüssigen, kontinuierlichen Strömung beachtet werden muss. Dementsprechend kann mittels der Driftgeschwindigkeit v_D der Gasphase in flüssiger Umgebung der Gasgehalt berechnet werden:

$$\epsilon = \frac{u_g}{u_l + u_g + v_D} = \frac{1}{n} \sum_n \frac{A_{g,n}}{A}. \quad (2.3)$$

Dieser Gasgehalt entspricht ebenfalls einem in einer Querschnittsfläche bestimmten, mittleren Gasgehalt. In vertikalen, zweiphasigen Rohrströmungen ändert sich der Gasgehalt proportional zum Druckverhältnis zwischen aktuellem Ort und Einspeiseniveau entsprechend des Boyle'schen Gesetzes:

$$\epsilon_{\text{ein}} = \epsilon_{\text{mess}} \cdot \frac{p_{\text{mess}}}{p_{\text{ein}}}. \quad (2.4)$$

Je nach Volumenstrom der eingespeisten Phasen kommt es zur Ausbildung verschiedener Strömungsformen, die in Abbildung 2.1 gezeigt werden. In der Literatur werden die Strömungsformen wie folgt beschrieben:

- *Blasenströmung (bubble flow)*: Bei geringen Gasvolumenströmen die vorherrschende Form, wobei das Gas diskontinuierlich in vielen Blasen innerhalb der kontinuierlichen flüssigen Phase verteilt ist.
- *Pfropfenströmung (slug/plug flow)*: Bei steigendem Gasvolumenstrom kollidieren die Blasen miteinander und formen längliche Blasen in Projektilform aus. Diese werden auch als Taylor-Blasen bezeichnet. Zwischen Wand und Taylor-Blase bildet sich ein abwärts strömender Flüssigkeitsfilm aus. Im Nachlauf existiert ein torusförmiger Wirbel. Die flüssigen Räume zwischen zwei Taylor-Blasen werden oftmals mit kleinen Blasen ausgefüllt.
- *Aufgewühlte Strömung (churn flow)*: Steigt der Gasgehalt weiter, werden die Taylor-Blasen infolge höherer Dynamik an der Blasenoberfläche in ihrer Form instabil und zeigen eine sehr unregelmäßige Form. Kleine Blasen werden in der flüssigen Phase mitgerissen.
- *Ringströmung (annular flow)*: Bei sehr hohen Gasvolumenströmen bildet sich ein Gaskern aus, der von einer flüssigen Filmschicht an der Rohrwand umgeben wird. Im Gaskern können aufgrund sehr hoher Strömungsgeschwindigkeiten vereinzelte Tröpfchen der flüssigen Phase mitgerissen werden.

Alle Strömungsformen können diesen vier Hauptströmungsformen zugeordnet werden, wobei Übergangsformen möglich sind. Unterschiede durch Änderung der Strömungsrichtungen sind in den Ansichten in Abbildungen 2.1 (a) und 2.1 (b) zu erkennen, wobei die vier Hauptformen weiterhin beobachtet werden können. So wurde z. B. von Wang et al. (1987) und Usui und Sato (1989) übereinstimmend beschrieben, dass das Gas bei abwärts gerichteten Blasenströmungen, im Gegensatz zu aufwärts gerichteten Strömungen, vorwiegend in der Rohrmitte strömt („Coring“-Effekt). Bei den Pfropfenströmungen wurden ebenfalls leichte Unterschiede beobachtet: Während bei aufwärts gerichteten Strömungen der Kopf von Taylor-Blasen eine regelmäßige Form annimmt (Polonsky, Shemer et al. 1999), verschiebt sich die Nase bei abwärts gerichteten Strömungen zur Wand hin (Kim et al. 2004).

Die auftretenden Strömungsformen können in Karten zusammengefasst werden, in denen diese und Übergänge zwischen ihnen abhängig von Rand- und Einspeisebedingungen aufgetragen sind. In der Literatur lassen sich verschiedene Karten für Strömungsformen finden. In Abbildung 2.2 sind für die drei oben angegebenen Strömungsrichtungen entsprechende Karten

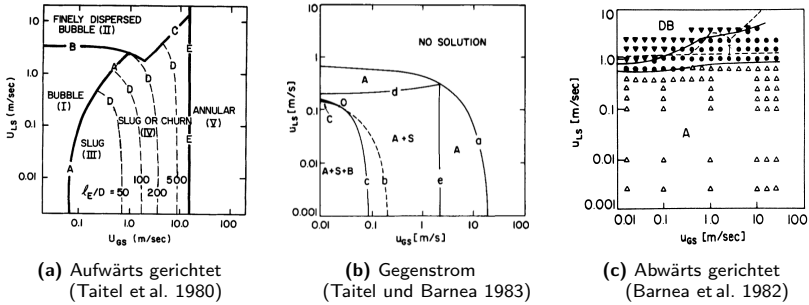


Abbildung 2.2: Karten von Strömungsformen für Luft-Wasser-Strömungen am vertikalen Rohr (DN 50) in Abhängigkeit der eingespeisten Leerrohrgeschwindigkeiten bei $t = 25^\circ\text{C}$ und $p = 1$ bar. (a) und (b) wurden analytisch, (c) experimentell erstellt. Legende (b) und (c): A - annular flow, S - slug flow, B - bubble flow, DB - dispersed bubble flow.

für Luft-Wasser-Strömungen in einem vertikalen Rohr mit DN 50 bei Umgebungsbedingungen dargestellt.

Ähnliche Karten finden sich bei Rouhani und Sohal (1983) für aufwärts gerichtete Strömungen, bei Yamaguchi und Yamazaki (1984) für Gegenstrom sowie bei Oshinowo und Charles (1974) für abwärts gerichtete Strömungen. Unterschiede liegen hierbei vor allem in den Einspeisebedingungen, Darstellungsarten und Rohrgrößen. So stellten Ohnuki und Akimoto (2000) beispielsweise fest, dass Taylor-Blasen nicht in Rohren mit sehr weiten Durchmessern auftreten. Die in Abbildung 2.2 gezeigten Karten, in denen die Grenzen der Strömungsformen anhand analytischer Lösungen ermittelt wurden, konnten mehrfach bestätigt werden (vgl. Lucas et al. 2005; Ghiaasiaan et al. 1997; Milan et al. 2013).

Zur qualitativen Charakterisierung verschiedener Zweiphasenströmungen dienen vor allem radiale Profile von Gasgehalt und axialer Geschwindigkeit sowie Blasengrößenverteilungen. Nach Van Der Welle (1985) können sowohl viele Gasgehalts- als auch Geschwindigkeitsprofile für aufwärts gerichtete Strömungen als Potenzfunktion formuliert werden:

$$\epsilon(r) = \epsilon_{\max} \left(1 - \frac{r}{R}\right)^{\frac{1}{\eta}}, \quad (2.5)$$

$$v(r) = v_{\max} \left(1 - \frac{r}{R}\right)^{\frac{1}{\eta}}. \quad (2.6)$$

Abweichungen von der Potenzfunktion für Gasgehaltsprofile bei aufwärts gerichteten wurden u. a. von Serizawa et al. (1975b) beobachtet. Bei vollentwickelten Rohrströmungen zeigten sich bei bestimmten Strömungen lokale Ausschläge in unmittelbarer Wandnähe. Untersuchungen u. a. von Lucas et al. (2005), Prasser et al. (2002) und Tomiyama (1998) bestätigten die Beobachtungen. Bei abwärts gerichteten Zweiphasenströmungen weichen sowohl Gasgehalts- als auch Geschwindigkeitsverteilungen aufgrund des Coring-Effektes und der damit verbundenen Verformung des Strömungsprofils der flüssigen Phase von solchen Potenzfunktionen teilweise erheblich ab (Gorelik et al. 1987; Kim et al. 2004). Dieser Effekt wird auch als Kamineffekt bezeichnet (Wang et al. 1987).

Geschwindigkeiten werden oftmals als gemittelte Verteilung entlang des Rohrradius aufgetragen. Die Mittlung erfolgt meist über einen zeitlich längeren Messbereich. Da die Momentanwerte der Geschwindigkeit statistischen Schwankungen unterliegen, unterteilt man die Geschwindigkeitswerte zur besseren Handhabbarkeit nach der Reynolds-Zerlegung in

$$v(x, y, z, t) = \bar{v}(x, y, z) + v'(x, y, z, t), \quad (2.7)$$

wobei

$$\frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} v'(x, y, z, t) dt = 0, \quad (2.8)$$

und trägt die mittlere Geschwindigkeit \bar{v} über dem Radius r grafisch auf. Blasengrößenverteilungen können prinzipiell mit drei Möglichkeiten dargestellt werden:

- Räumliche (radiale) Verteilung des durchschnittlichen, äquivalenten Blasendurchmessers,
- Häufigkeitsangaben einzelner Blasengrößenklassen und
- Gesamtgasgehalt einzelner Blasengrößenklassen.

Während die erste Variante vorwiegend der Bestimmung lokal vorliegender Blasengrößen dient, bieten die beiden weiteren Methoden eine gute Übersicht über vorhandene Blasengrößen. Die Angabe der Häufigkeit von Blasengrößenklassen führt jedoch meist dazu, dass die Signalspitzen kleiner Blasen in der Verteilung überdeutlich abgebildet werden und weniger häufig vorkommende große Blasen nahezu nicht erkennbar sind. Daher ist die Angabe des Gesamtgasgehalts einer Blasengrößenklasse zielführender. Definiert wird dieser mit

$$H = \frac{d \epsilon}{d(d_{\text{äq}})}. \quad (2.9)$$

| Referenz | Medien | D [mm] | L/D_{\max} | $u_{1,\max}$ [$\frac{m}{s}$] | $u_{g,\max}$ [$\frac{m}{s}$] | Messtechnik | Ergebnis |
|-----------------------------------|------------------|-------------|--------------|-----------------------------------|-----------------------------------|---------------------------|---|
| Nicklin et al. (1962) | W / L | 25,9 | 96 | 2,4 | - | Videometrie | stabiler TB-Abstand ab 5D, $v_{TB} = 1,2(u_l + u_g) + 0,35 \cdot \sqrt{gD}$ |
| T. Liu und Bankoff (1993a,b) | W / L | 38 | 36 | 1,4 | 0,35 | Nadelsonde, Hitzedraht | Geschwindigkeiten (flüssig, gas), Turbulenzmessung |
| Kawaji et al. (1997) | K / L | 25,6 | 200 | 0 | - | HS-Videometrie | Abwärtsfilm reicht bis 1,5D in den Nachlauf |
| Hibiki et al. (1998) | W / L | 50,8 | 62 | 1,3 | 0,076 | Nadelsonde, Hitzedraht | $v_l = \frac{(\eta+1)(2\eta+1)}{2\eta^2} \frac{u_{1c}}{1-\alpha} \left(1 - \frac{r}{R}\right)^{\frac{1}{\eta}}$, |
| Ahmad et al. (1998) | K / L | 25,6 | 200 | 0 | - | HS-Videometrie | $\eta = 2,95 Re_1^{0,0805}$ Geschw. im Abwärtsfilm entspr. Kontinuitätsgl. |
| Polonsky, Barnea et al. (1999) | W / L | 25 | 20 | 0,3 | - | HS-Videometrie | Oszil. an TB-Ende nimmt mit TB-Länge zu, max. 5 Hz |
| Ellingsen und Risso (2001) | W / L | 150 | 4,3 | 0 | - | HS-Videometrie, LDA | Helixpfad, Ellipsenbreite ist 8 mm bei $v = 0,309 \frac{m}{s}$ |
| Prasser et al. (2002) | W / L | 51,2 | 60 | 4 | 12 | Gittersensor | Hohe $u_G \rightarrow$ kl. Einfluss von Gasauspfg., Nachweis Blasenmigration |
| Lucas et al. (2005) | W / L | 51,2 | 60 | 4 | 0,55 | Gittersensor | Verbesserte Korrelation |
| Zaruba et al. (2007) | W / L | 50 | 20 | 0,9 | - | HS-Videometrie, PIV | Übergang Blasen-/Propfenstr. Bewegungspfade v. Blasen, Beobachtung v. Wandkollision |
| Szalaiński et al. (2010) | W / L, Öl / L | 67 | 74,6 | 0,7 | 5,7 | Gittersensor | Mehr Koalzenzen bei W/L als Öl/L durch $\Delta\nu$ |

Tabelle 2.1: Übersicht experimenteller Ergebnisse aus der Literatur für aufwärts gerichtete Strömungen

| Referenz | Medien | D [mm] | L/D_{\max} | $u_{l,\max}$ [$\frac{m}{s}$] | $u_{g,\max}$ [$\frac{m}{s}$] | Messtechnik | Ergebnis |
|-----------------------------|--------|-------------|--------------|--|-----------------------------------|---|---|
| Bridge et al. (1964) | W / L | 50,8 | 38 | -0,055 | 0,035 | Photographie, Differenzdruck | Gasgehaltsverläufe, Blasengrößen |
| Moo-Young et al. (1971) | W / L | 50,8 | 2,3 | Einzelblasenstudie, $d_{aq} = 6 \dots 1,8 \text{ mm}$ | | Videometrie, Pitor-Rohr | Form u. rel. Geschwindigkeit in Abl. der Blasengröße |
| Hasan et al. (1994) | W / L | 127 | 30 | -0,032 | | Zeitdifferenz, Differenzdruck | Gasgehaltsverläufe, $wd_{B,\infty} = 0,296 \frac{m}{s}$, $wd_{D,7B,\infty} = 0,404 \frac{m}{s}$, Floodingverhalten bei versch. Gegenstromsystemen |
| Koizumi und Ueda (1996) | W / L | 10-26 | 156 | -0,2 | 5 | Videometrie | Filmindicken und Fluktuation beim Flooding |
| Karimi und Kawaji (1999) | K / L | 50,8 | 30 | -0,2 | 3,5 | Tracerbasierte HS-Videometrie | Grenzschichtuntersuchung Geschwindigkeitsprofile in Ringströmung (Flooding) |
| Suzuki et al. (2002) | W / L | 18,2 | - | -0,12 | 0,004 | Videometrie, Ultraschall LDA | Blasengrößen, Grenzschichtuntersuchung Geschwindigkeitsprofile in Ringströmung (Flooding) |
| Lioumbas et al. (2002) | W / L | 15,2 | 5,2 | -0,044 | 2,33 | | Gasgehaltsprofile abl. v. u_g sowie Blasengrößen |
| Fuangworawong et al. (2007) | W / L | 50 | 22 | -0,08 | 0,02 | Gittersensor, HS-Videometrie | Neurales Netzwerk zur Bestimmung der Strömungsform |
| Ghosh et al. (2012) | W / L | 25,4 | 57 | -0,15 | 5,5 | HS-Videometrie, HS-Videometrie, Draht-/Ringsen. | |

Tabelle 2.2: Übersicht experimenteller Ergebnisse aus der Literatur für Gegenströmungen

| Referenz | Medien | D [mm] | L/D_{\max} | $u_{1,\max}$ [$\frac{m}{s}$] | $u_{g,\max}$ [$\frac{m}{s}$] | Messtechnik | Ergebnis |
|--------------------------------|--------|-------------|--------------|-----------------------------------|-----------------------------------|-------------------------------|--|
| Martin (1976) | W / L | 26-140 | 188 | -2,6 | -0,84 | Photographie, Piezometer | Stabile TB nur bei kleiner Eu möglich, $D_{\text{krit}} = 46,4 \text{ mm}$ $u_D = 0,24 \frac{m}{s}$, $C_0 = 1,16$ |
| Clark und Flenner (1984) | W / L | 52 | - | -3,1 | -0,8 | Druckdifferenz | |
| Wang et al. (1987) | W / L | 57,2 | 35 | -0,94 | -0,4 | 1D- und 3D Hitzdrahtsensor | Kamineffekt: Durch Coring ist $u_{1,\max}$ nahe der Rohrwand |
| Usui und Sato (1989) | W / L | 16-38 | 100 | -1,5 | -0,5 | Photographie, Nadelsonde | $\epsilon_{\max}(r)$ bei $(0,4...0,6)\frac{r}{R}$, bei Blasenströmung $C_{0,\text{ab}} \approx C_{0,\text{auf}}$ |
| Usui (1989) | W / L | 16-38 | 100 | -1,5 | -0,5 | Photographie, Nadelsonde | Übergang Blasen-/Propfenstr. bei $\epsilon_x \approx 0,3$ |
| Kashinsky und Randin (1999) | W / L | 42,3 | 105 | -1 | -0,093 | Drahtsensoren, Nadelsonde | Scherspannung an Wand abh. v. Blasengrößen |
| Sun et al. (2004) | W / L | 50,8 | 67 | -3,5 | -0,32 | LDA, Mehrfach- Nadelsonden | Blasen flachen Geschwindigkeitsprofil der Flüssigphase ab |
| Bhagwat und Ghajar (2012) | W / L | 12,7 | - | -1,1 | -3,06 | Schnellschluss- ventile | Steigt u_1 , Coring nimmt ab; Vergleich Gasgehaltskorr. |
| Milan et al. (2013) | W / L | 8,8 | 150 | -0,41 | -2,3 | HS-Videometrie | 3 Zonen: Entwicklung, Vollentwickelt, Auslass |
| Enrique Julia et al. (2013) | W / L | 50,8 | 67 | -2,5 | -10 | Nadelsonde | Bestimmung Strömungsform, Bestätigung Usui (1989) |
| Tian et al. (2014) | W / L | 50,8 | 22 | -0,71 | -0,12 | Nadelsonde | 3 Gasgehaltsprofile: $\epsilon_{\max}(r)$ ist zentral, nicht zentral o. flach |

Tabelle 2.3: Übersicht experimenteller Ergebnisse aus der Literatur für abwärts gerichtete Strömungen

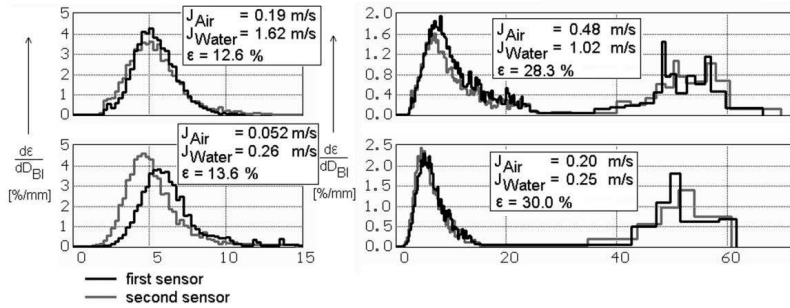


Abbildung 2.3: Darstellung verschiedener Blasengrößenverteilungen aus Prasser et al. (2001). Links: monomodale Größenverteilung, rechts: bimodale Größenverteilung.

In Abbildung 2.3 werden vier beispielhafte Verteilungen (Prasser et al. 2001) gezeigt. Anhand der Form der Verteilungen können Rückschlüsse auf die Strömungsform gezogen werden. So zeigen die beiden links abgebildeten Verteilungen je ein monomodales Profil mit $d_{aq} < 10$ mm. Es handelt sich in beiden Fällen um eine Blasenströmung. Die beiden rechts abgebildeten Verteilungen zeigen je ein bimodales Profil und können Pfropfenströmungen zugeordnet werden. Wird das zweite Maximum weiter auseinandergezogen bzw. zu größeren Blasendurchmessern hin verschoben, erfolgt der Übergang zur aufgewühlten Strömung. Ein monomodales Profil bei sehr hohen Blasendurchmessern ist charakteristisch für Ringströmungen.

Ursachen für die Ausbildung verschiedener charakteristischer Verteilungen liegen in der größenabhängigen Kräftebilanz von Blasen, auf die in Abschnitt 2.1.2 näher eingegangen wird. Ein Überblick über ausgewählte Untersuchungen von aufwärts und abwärts gerichteten sowie entgegengesetzten Strömungen und deren Ergebnisse wird in den Tabellen 2.1, 2.2 und 2.3 gegeben.

2.1.2 Kennzahlen und Kräfte

Die Beschreibung von Strömungsvorgängen mittels Modellen erlaubt zum einen gute Vergleiche zwischen verschiedenen Strömungen, zum anderen ermöglicht dies die Untersuchung von einzelnen Effekten und die Vorhersage von Strömungszuständen. Jede Strömung zeigt im Original aufgrund

unterschiedlicher Randbedingungen wie Fluideigenschaften oder konstruktiver Parameter, ein unterschiedliches Verhalten. Diese Strömungsverhalten können jeweils auf ein Ähnlichkeitsmodell zurückgeführt werden, womit eine bessere Vergleichbarkeit affiner Strömungsvorgänge bzw. der jeweiligen Eigenschaften einer Strömung ermöglicht wird. Dementsprechend wurden verschiedene dimensionslose Kennzahlen entwickelt, anhand derer entsprechende Vergleiche vorgenommen werden können.

Die Reynolds-Zahl Re gibt das Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskräften wieder. Berechnet wird sie mit:

$$Re = \frac{\varrho \cdot v \cdot L}{\eta} = \frac{v \cdot L}{\nu}. \quad (2.10)$$

Mithilfe der Froude-Zahl Fr wird die Beziehung Trägheits- zu Schwerkraften formuliert:

$$Fr = \frac{\nu}{\sqrt{g \cdot L}}. \quad (2.11)$$

Die Weber-Zahl We entspricht dem Verhältnis von Trägheitskraft zur stabilisierenden Oberflächenspannung:

$$We = \frac{\rho \cdot v^2 \cdot L}{\sigma}. \quad (2.12)$$

Die Morton-Zahl Mo stellt eine Relation zwischen viskosen Kräften und der Oberflächenspannung her:

$$Mo = \frac{g \cdot \eta^4 \cdot \Delta \varrho}{\varrho^2 \cdot \sigma^3}. \quad (2.13)$$

Anhand der Eötvös-Zahl Eo wird die wirkende Volumenkraft (hier meist Auftriebskraft) ins Verhältnis zur Oberflächenspannung gesetzt:

$$Eo = \frac{\Delta \varrho \cdot g \cdot L^2}{\sigma}. \quad (2.14)$$

Unter Verwendung von Morton-, Eötvös- und Weber-Zahl kann das Längen-Breiten-Verhältnis von Luftblasen in Wasser als kontinuierliche Phase ($Mo = 2,56 \cdot 10^{-11}$) berechnet werden. In Tabelle 2.4 werden verschiedene Korrelationen aus der Literatur dazu angegeben. Während die Korrelationen aus der Eötvös-Zahl nur die Stoffeigenschaften beider Phasen sowie die Blasengrößen berücksichtigen, wird aufgrund der Beziehung

$$We = Re^2 \sqrt{\frac{Mo}{Eo}} \quad (2.15)$$

| Referenz | Korrelation |
|---------------------------|--|
| Wellek et al. (1966) | $\bar{E} = \frac{1}{1 + 0,163 \cdot Eo^{0,757}}$ $\bar{E} = \frac{1}{1 + 0,091 \cdot We^{0,95}}$ |
| Okawa et al. (2003) | $\bar{E} = \frac{1}{1 + 1,97 \cdot Eo^{1,3}}$ |
| L. Liu et al. (2015) | $\bar{E} = \frac{1}{0,6068 + 0,8122 \cdot Eo^{0,1958}}$ $\bar{E} = \frac{1}{0,9722 + 0,2752 \cdot We^{0,816}}$ |
| Besagni und Inzoli (2016) | $\bar{E} = \frac{1}{1 + 0,536 \cdot Eo^{0,292}}$ |

Tabelle 2.4: Korrelationen zur Ermittlung des Längen-Breiten-Verhältnis' von Luftblasen in Wasser als kontinuierliche Phase unter Verwendung der Eötvös- bzw. Weber-Zahl

in den Korrelationen mit der Weber-Zahl die Relativgeschwindigkeit zwischen beiden Phasen mit einbezogen.

Wie aus Tabelle 2.4 ersichtlich wird, nimmt mit steigender Eötvös-Zahl (also größer werdendem kugeläquivalenten Blasendurchmesser) das Längen-Breiten-Verhältnis einer Blase ab. Sie nimmt eine flache, ellipsoide Form an. In Abbildung 2.4 ist eine Übersicht dargestellt, in der auftretende Blasenformen in Abhängigkeit der charakterisierenden Kennzahlen Reynolds-, Eötvös- und Morton-Zahl aufgetragen sind. Dass eine solche Formänderung Rückwirkungen auf Eigenschaften derjenigen Blasen sowie der gesamten Strömung hervorruft, ist offensichtlich. Daher soll an dieser Stelle auf die Wichtigsten der wirkenden Blasenkräfte eingegangen werden.

In Abbildung 2.5 sind die wichtigsten Blasenkräfte schematisch aufgetragen. In der Darstellung wird vom Zustand einer voll entwickelten Zweiphasenströmung ausgegangen. In vertikaler Richtung wirken durch das verdrängte Flüssigvolumen die Auftriebskraft

$$F_{bu} = g \cdot \varrho_l \cdot V_g, \quad (2.16)$$

die Gewichtskraft

$$F_g = g \cdot \varrho_g \cdot V_g, \quad (2.17)$$

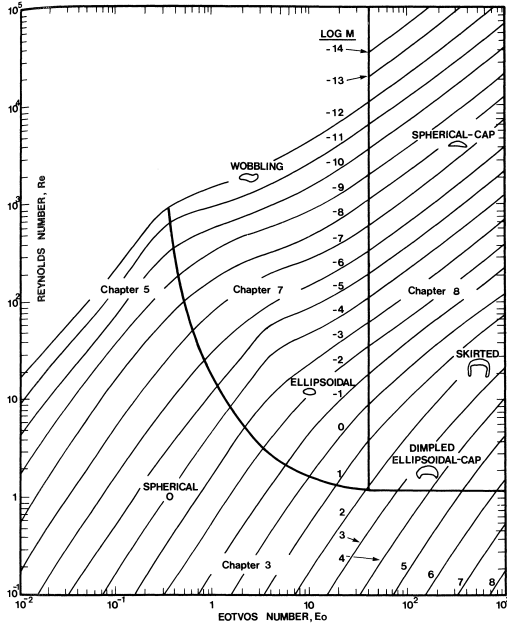


Abbildung 2.4: Beobachtete Blasenformen in Abhängigkeit von Re , Eo und Mo (Clift et al. 1978)

die Kraft aufgrund des Widerstandes der Blase in kontinuierlicher Strömung

$$F_d = \frac{3}{4} C_d \cdot \frac{\epsilon \varrho_l}{d_{aq}} \cdot |\vec{v}_l - \vec{v}_g| (\vec{v}_l - \vec{v}_g) \quad (2.18)$$

sowie die Kraft nach dem Modell der zusätzlichen („virtuellen“) Masse

$$F_{vm} = \frac{1}{2} \varrho_l \cdot V_g \cdot \left(\frac{d\vec{v}_l}{dt} - \frac{d\vec{v}_g}{dt} \right). \quad (2.19)$$

Letztere wird jedoch Null, wenn die Blase gegenüber der Umgebung keine Beschleunigung erfährt. Bei der Betrachtung einer voll entwickelten, aber gemittelten Strömung kann diese Kraft folglich vernachlässigt werden.

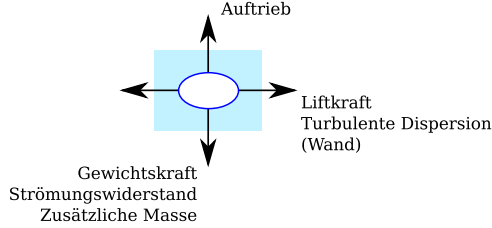


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung wirkender Kräfte auf eine Blase in kontinuierlicher Phase

Die in horizontaler Richtung auf Blasen wirkenden Kräfte sind die transversale Liftkraft nach Zun (1980)

$$F_{lf} = -C_{lf} \cdot \varrho_l \cdot \epsilon \cdot (\vec{v}_g - \vec{v}_l) \times (\nabla \times \vec{v}_l), \quad (2.20)$$

die durch Turbulenz innerhalb der Flüssigphase verursachte turbulente Dispersionskraft nach Lahey et al. (1993)

$$F_{td} = C_{td} \cdot \varrho_l \cdot k_l \cdot \nabla \epsilon \quad (2.21)$$

sowie die Wandkraft, ursprünglich von Antal et al. (1991) eingeführt, bei der die Oberflächenspannung berücksichtigt wird, die Blasen am Berühren der Wandung hindert. Berechnet wird sie nach Tomiyama et al. (1995) in einer modifizierten Form:

$$F_w = -C_w \cdot \frac{d_{aq}}{2} \cdot \epsilon \cdot \left(\frac{1}{R-r} - \frac{1}{(R+r)^2} \right) \varrho_l \cdot (v_g - v_l)^2 \cdot \vec{n}_w. \quad (2.22)$$

Würde sich eine Zweiphasenströmung noch im Entwicklungsbereich befinden, sodass bei der Kräftebilanz $\sum_i F_i \neq 0$ gilt und die Blasen ihre radialen Positionen ändern, kämen als horizontal wirkende Kräfte ebenfalls Strömungswiderstand und zusätzliche Masse hinzu (vgl. Lucas et al. 2004).

Die jeweiligen Koeffizienten zu den Kräften sind aufgrund besser werdender Messtechniken sehr häufig Gegenstand von Experimenten, um diese zu modifizieren und anzupassen. Eine dazugehörige Übersicht wird in Tabelle 2.5 gegeben. Die Wirkungsweise der horizontalen Kräfte konnte mehrfach durch Experimente nachgewiesen und validiert werden (Frank et al. 2008; Lucas et al. 2007; Prasser et al. 2002; Tomiyama 2004). Folglich können die u. a. von Serizawa et al. (1975b) beobachteten Abweichungen der radialen Gasgehaltsprofile von einfachen Potenzfunktionen (vgl. Gleichungen (2.5)

| Referenz | Korrelation | Anmerkung |
|------------------------|---|---|
| Moore (1963) | $C_d = \frac{48}{Re} \left(1 - \frac{2,21}{\sqrt{Re}} \right)$ | $Re > 50$ |
| Clift et al. (1978) | $C_d = \frac{4\Delta ggd}{3gu_D^2}$ | |
| Tomiya et al. (1998) | $C_d = \max \left\{ \min \left[\frac{A}{Re} (1 + 0,15Re^{0,687}), \frac{3A}{Re} \right], \frac{8}{3} \frac{Eo}{Eo + 4} \right\}$ | Destilliertes Wasser: $A = 16$, Leitungswasser: $A = 24$ |
| Wang et al. (1987) | $C_{It} = 0,01 + \frac{0,49}{\pi} \arccot \left(\frac{\lg \xi + 9,3168}{0,1963} \right)$ mit $\xi = e^{-\epsilon} \frac{d_{aq} dv_l}{(v_g - v_l) dr} \left(\frac{d_{aq}}{Re_B D} \right)^2 \left(\frac{v_g}{u_D} \right)^2$ | $u_D = 1,18 \left(\frac{g\sigma}{\rho_l} \right)^{\frac{1}{4}}$ |
| Tomiya et al. (1998) | $C_{It} = \begin{cases} \min [0,288 \tanh(0,121Re_B), f(Eo)] & Eo < 4 \\ f(Eo) & 4 < Eo < 10 \\ -0,27 & Eo > 10 \end{cases}$ mit $f(Eo) = 0,00105Eo^3 - 0,0159Eo^2 - 0,0204Eo + 0,474$ | |
| Lahey et al. (1993) | $C_{td} = 0,1$ | |
| Frank et al. (2004) | $C_{td} = \frac{3}{4} C_d \frac{\nu_{l,1} v_l - v_g }{\sigma_{r,1} d_{aq} k_l} \frac{1}{1 - \epsilon}$ | $\sigma_{r,1} = \frac{\mu_l}{D_l}$, C_d nach Clift et al. (1978) |
| Tomiya et al. (1995) | $C_w = \begin{cases} e^{-0,933Eo+0,179} & 1 \leq Eo \leq 5 \\ 0,007Eo + 0,04 & 5 < Eo \leq 33 \end{cases}$ | |
| Hosokawa et al. (2002) | $C_w = \max \left\{ \frac{7}{Re^{1,9}}, 0,0217Eo \right\}$ | |

Tabelle 2.5: Übersicht ermittelter Gleichungen zur Berechnung der jeweiligen Kräfteffizienten

und (2.6)) durch die transversale Liftkraft erklärt werden: Kleine Blasen ($d_{\text{aq}} \leq 5,8$ mm) migrieren bei aufwärts gerichteten Strömungen vorwiegend zur Wand (positiver Liftkraftkoeffizient C_{lf}) und bilden ein lokales Gasgehaltsmaximum aus, während größere Blasen sich meist im Bereich der Rohrmitte aufhalten (negativer Liftkraftkoeffizient C_{lf}). Die Schärfe des Maximums wird von der turbulenten Dispersionskraft bestimmt (Lucas et al. 2004). Bei abwärts gerichteten Strömungen ändern sich die Vorzeichen der transversalen Liftkraft, sodass ein entgegengesetzter Effekt eintritt (Kashinsky und Randin 1999; Tomiyama 1998).

Die vertikal wirkenden Kräfte bestimmen die Relativgeschwindigkeit, auch Driftgeschwindigkeit v_{D} genannt, zwischen Gasblase und kontinuierlicher, flüssiger Phase. Harmathy (1960) entwickelte eine Funktion zur Berechnung der Relativgeschwindigkeit von Blasen und Tropfen in verschiedenen Medien:

$$v_{\text{D}} = 1,53 \left(\frac{g \Delta \rho \sigma}{\rho_l} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (2.23)$$

Für Strömungen mit einem Wasser-Luft-Gemisch ergibt sich damit bei Umgebungsbedingungen $v_{\text{D}} = 0,2505 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Für große Blasen (Taylor-Blasen) formulierte Nicklin et al. (1962) die vom Rohrdurchmesser abhängige Relativgeschwindigkeit mit

$$v_{\text{D,TB}} = 0,35 \sqrt{gD}. \quad (2.24)$$

Für ein Rohr mit einem Durchmesser von $D = 50$ mm entspricht dies jedoch etwa der Relativgeschwindigkeit nach Harmathy (1960). Weiterführende Untersuchungen haben gezeigt, dass die Relativgeschwindigkeit generell nicht nur von den strömenden Medien beeinflusst wird, sondern auch stark von der Größe der jeweiligen Blasen abhängt. In Clift et al. (1978) sind daher verschiedene Ergebnisse zusammengefasst dargestellt. Ein entsprechendes Diagramm wird in Abbildung 2.6 gezeigt. Die Driftgeschwindigkeit für Blasen mit $d_{\text{aq}} > 1,3$ mm in destilliertem Wasser (obere Kurve in Abb. 2.6) kann mit

$$v_{\text{D}} = \sqrt{\frac{2,14 \sigma}{\rho d_{\text{aq}}} + 0,505 g d_{\text{aq}}} \quad (2.25)$$

sehr gut angenähert werden. Mittels des Widerstandsbeiwertes (Drag-Koeffizient) nach Gleichung (2.18) kann die Driftgeschwindigkeit von Einzelblasen auch direkt aus dem vertikalen Kräftegleichgewicht berechnet werden:

$$v_{\text{D}} = \sqrt{\frac{4 (\rho_l - \rho_g) g d_{\text{aq}}}{3 C_d \rho_l}}. \quad (2.26)$$

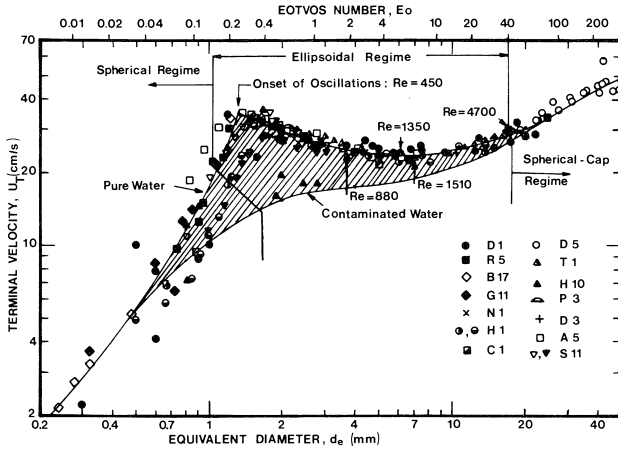


Abbildung 2.6: Ermittlung von Blasaufstiegsgeschwindigkeiten nach Clift et al. (1978)

In Blasenschwärmen interagieren die Blasen allerdings miteinander, so dass sich die Strömungswiderstandskraft der einzelnen Blase ändert. Simonnet et al. (2007) fanden heraus, dass der Dragkoeffizient bei lokalen Gasgehalten $\epsilon < 15\%$ und bei Blasendurchmessern $d_{\text{äq}} < 10$ mm leicht linear ansteigt:

$$\frac{C_d}{C_{d,\infty}} = \frac{1}{1 - \epsilon_{\text{lokal}}}, \quad (2.27)$$

wobei $C_{d,\infty}$ den Dragkoeffizienten einer Einzelblase und C_d den Dragkoeffizienten der Blase im Schwarm darstellt. Roghair et al. (2013) konnten diese Beobachtungen bestätigen und das Verhältnis der Dragkoeffizienten bei Blasenschwärmen mittels Eötvös-Zahl blasengrößenabhängig formulieren:

$$\frac{C_d}{C_{d,\infty}} = (1 - \epsilon) \cdot \left[1 + \epsilon \frac{22}{Eo + 0,4} \right]. \quad (2.28)$$

Sowohl bei Simonnet et al. (2007) als auch bei Roghair et al. (2013) nimmt demnach der Dragkoeffizient bei Blasenschwärmen einen höheren Wert an, sodass nach Gleichung (2.26) die Driftgeschwindigkeit der Blasen sinkt.

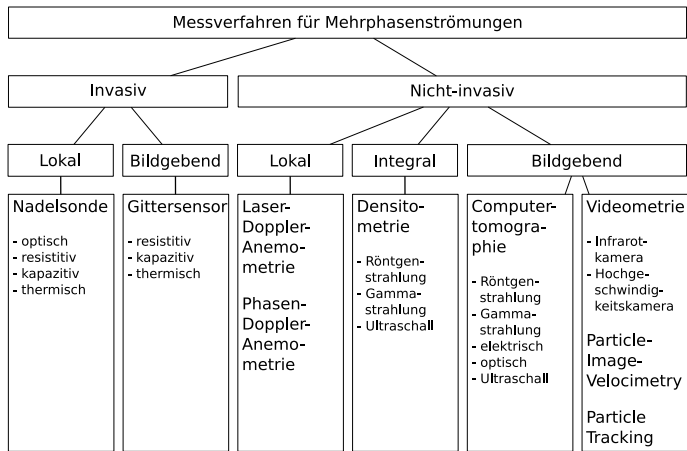


Abbildung 2.7: Übersicht beispielhafter Messverfahren für Mehrphasenströmungen

2.2 Mehrphasenmesstechnik

Die Forschung in der Fluidodynamik ist eng mit der Entwicklung geeigneter Messtechniken gekoppelt. Mit besser werdenden technischen Möglichkeiten können neue Strömungseffekte entdeckt, verstanden und anschließend in physikalischen Modellen beschrieben werden. Die wichtigsten zu messenden physikalischen Eigenschaften sind Druck, Temperatur, Geschwindigkeit, Durchfluss sowie Phasenanteile. Im Folgenden Abschnitt wird ausschließlich auf Verfahren für die drei zuletzt genannten Eigenschaften eingegangen. Eine kategorisierende Übersicht existierender Messtechnik für Mehrphasenströmungen ist in Abbildung 2.7 gegeben. Prinzipiell wird zwischen invasiven und nicht-invasiven Methoden unterschieden, abhängig davon, ob die Messung an sich auf eine Strömung rückwirkt oder nicht. Weitere Kategorien sind lokale, integrale sowie bildgebende Verfahren. Es ist verständlich, dass die erwähnten Kategorien systematischer, idealisierter Natur sind und Übergangsbereiche untereinander bestehen. Ebenso sind bei Experimenten verschiedene Kombinationen miteinander denkbar, um beispielsweise Nachteile einer Technik zu kompensieren, verschiedene physikalische Größen gleichzeitig zu erfassen oder unterschiedliche Methoden miteinander vergleichen und validieren zu können.

Aufgrund verschiedenartiger Anwendungen und Anforderungen in Forschung und Industrie, unterschiedlichem Zugang zur Strömung sowie der technischen Verfügbarkeit von Messsystemen sind Kompromisse bei Qualität und Quantität der Studien unvermeidlich. Wünschenswerte qualitative und quantitative Anforderungen an Mehrphasenmesssysteme wurden in Hampel et al. (2013) und Prasser (2008) formuliert:

- Hohe zeitliche Auflösung ($> 1\,000\text{ Hz}$),
- hohe räumliche Auflösung ($< 1\text{ mm}$),
- möglichst dreidimensional, mindestens jedoch in einer Fläche (Querschnitt oder Seitenschnitt),
- Möglichkeit, undurchsichtige Medien zu untersuchen (gas, flüssig und fest) bzw. ohne optischen Zugang zu messen und
- rückwirkungsfreie Methoden.

Überblicke sowie Erörterungen über Vor- und Nachteile einzelner Messtechniken sind u. a. in Boyer et al. (2002), Chaouki et al. (1997), Crowe (2006), Hampel et al. (2013), Jones und Delhay (1976) und Prasser (2008) gegeben. Ein kleiner Überblick über Funktion sowie Vor- und Nachteilen erfolgt in den nachfolgenden Abschnitten.

2.2.1 Invasive Mehrphasenmesstechnik

Bei invasiven Techniken wird der Sensor direkt in das Medium eingeführt. Folglich wirkt sich die Messung auf die jeweilige Strömung aus und führt zu Veränderungen. Als lokales Mehrphaseninstrument kann die Nadelsonde genannt werden. Diese besteht aus einer nadelförmigen, schmalen Sonde, an deren Spitze Informationen über die lokalen Phasenteile ermittelt werden. Aufgrund unterschiedlicher Prinzipien gibt es mehrere Varianten:

- *Optische Nadelsonden* (Cartellier 1992; Ohnuki und Akimoto 2000; Okawa et al. 1999; Saberi et al. 1995), bei denen ein Lichtstrahl vom Medium bzw. Phasenwechsel entweder hindurchgelassen oder reflektiert wird,
- *Leitfähigkeits- bzw. Impedanzsonden* (Beyerlein et al. 1985; Serizawa et al. 1975a; Sun et al. 2002; Van Der Welle 1985), bei denen jeweils abhängig vom umgebenden Medium ein Messstrom fließt oder nicht sowie

- *Kompleximpedanzsonden* (Da Silva et al. 2007b), welche zur Verwendung in Dreiphasengemischen (z. B. Öl-Wasser-Luft) geeignet ist, da sowohl Leitfähigkeit als auch Permittivität gemessen werden können.

Hibiki et al. (1998), T. Liu und Bankoff (1993a) und Shawkat et al. (2008) kombinierten Nadelsonden-Messungen mit einem (ebenfalls invasiven) Hitzedraht-Anemometer, um zusätzlich Daten über Geschwindigkeit und deren Fluktuation der Flüssigphase zu erhalten. Als Grundsatz zur Verwendung von Nadelsonden gilt, dass die Sondenspitze um ein Vielfaches kleiner als die zu untersuchenden Blasengrößen sein muss.

Eine Weiterentwicklung der Nadelsondentechnik von einer lokalen zur Querschnittsmessung stellt der Gittersensor dar. Ursprünglich von Johnson (1987) konzipiert, wurde dieser von Prasser et al. (1998) zu einem schnellen und gut auflösenden Mehrphasenmessinstrument weiterentwickelt. Ein Sensor besteht aus einzeln schaltbaren Sende- und Empfängerdrähten, die mit axial konstantem Abstand und orthogonal zueinander gedreht über den Strömungsquerschnitt gespannt sind. In Abbildung 2.8 ist ein schematischer Schaltplan eines 4x4-Gittersensors dargestellt. An den jeweiligen Kreuzungspunkten wird, ähnlich zur Nadelsonde, der jeweilige Phasenanteil ermittelt. Als Messprinzip können sowohl elektrische Leitfähigkeit (Lucas et al. 2010; Prasser et al. 2001) als auch Kapazität (Da Silva et al. 2007a) genutzt werden. Eine Anwendung von Gittersensoren zur Messung einer Temperaturverteilung ist ebenfalls möglich (Schäfer et al. 2013). Als räumliche Auflösung können 3 mm erreicht werden, als zeitliche Auflösung bis zu 10 000 Hz. Einsetzbar sind Gittersensoren bei hohen Temperaturen bis etwa 300 °C sowie hohen Drücken bis 65 bar (Pietruske und Prasser 2007). Nachteilhaft ist, dass Blasen mit dem Gittersensor wechselwirken und dadurch den ermittelten Gasgehalt künstlich erhöhen (Beyer et al. 2010). Folglich sollten geringe Blasengeschwindigkeiten in der Anwendung vermieden werden.

2.2.2 Nicht-invasive Mehrphasenmesstechnik

Wünschenswert sind in erster Linie immer nicht-invasive Messverfahren, weil diese keine Rückwirkungen auf das Untersuchungsobjekt haben. Für Strömungsuntersuchungen können leicht Verfälschungen der Ergebnisse eintreten, wenn etwa invasive Sonden die Strömung ablenken, Koaleszenz oder Zerfall von Partikeln induzieren oder Energie in die Strömung eintragen. Ist Invasivität nicht vermeidbar, sollten zumindest die Auswirkungen auf das Messergebnis quantitativ bekannt oder abschätzbar sein. Rückwirkungsfreie

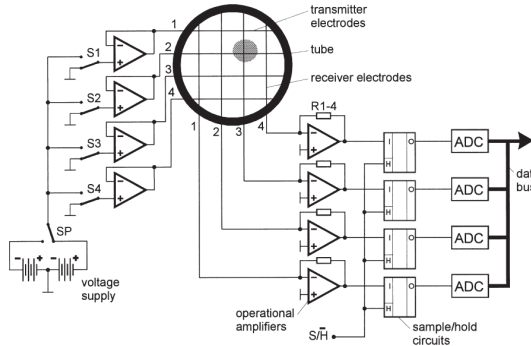


Abbildung 2.8: Schaltplan eines 4x4-Gittersensors, aus Prasser et al. (1998)

Mess- und Bildgebungsverfahren sind insbesondere aus der Medizin bekannt, wo eine Rückwirkung auf den Patienten allgemein unerwünscht ist bzw. ein invasiver Eingriff vermieden werden soll. Daher wurden auch eine Reihe medizinischer Mess- und Bildgebungsverfahren für die Strömungsdiagnostik qualifiziert.

Mittels der Videometrie können anhand eines optischen Zugangs Mehrphasenströmungen abgebildet und durch geeignete Bildverarbeitungsschritte analysiert werden. Neben Blasengrößen bzw. -formen (Lunde und Perkins 1998; Polonsky, Barnea et al. 1999) können mit bekannten Bildfolgefrequenzen auch Blasengeschwindigkeiten (Jamialahmadi und Müller-Steinhagen 1993; Nicklin et al. 1962) ermittelt werden. Fortschrittliche Algorithmen zur Blasenverfolgung können aus videometrischen Aufnahmen Bewegungspfade einzelner Blasen über ein Zeitintervall ermitteln (Ellingsen und Risso 2001; Zaruba et al. 2007; Y. Zhang und Finch 2001), wobei oftmals mehrere Seitenansichten durch Spiegel oder mehrere Kameras für dreidimensionale Ergebnisse verwendet werden.

Anhand der Densitometrie als radiographisches Verfahren können integrale Ergebnisse beispielsweise für Gasgehalte ermittelt werden. Aufgrund des Lambert-Beerschen Gesetzes

$$I_x = I_0 \cdot e^{-\int \mu(x) dx} \quad (2.29)$$

verringert sich die Intensität der Strahlung mit zunehmender Weglänge x in einem Körper mit dem Schwächungskoeffizienten μ . Sind die verschiedenen Schwächungskoeffizienten eines Stoffgemisches bekannt, kann anhand der

geschwächten Strahlintensität I_x auf entsprechende Phasenanteile geschlossen werden (Chan und Banerjee 1981; Heindel 2000). Als Strahlenquelle können u. a. Röntgen- und Gammastrahlenquellen dienen. Leider sind mit diesem Verfahren keine Tiefeninformationen verfügbar, denn die aufgezeichnete Projektion besitzt nur einen integralen Charakter. Entsprechende Tiefeninformationen werden mit der Weiterentwicklung zur Tomographie erfasst, die gesondert in Abschnitt 2.2.3 erläutert wird. Auf die Verfahren der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA), der Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) sowie der Particle-Image-Velocimetry (PIV) wird als reine Geschwindigkeitsmesstechniken in Abschnitt 2.3.2 eingegangen.

2.2.3 Tomographische Bildgebungstechnik

Bei der Tomographie werden, im Gegensatz zu einfachen radiographischen Verfahren, Durchleuchtungsbilder aus verschiedenen Winkeln aufgezeichnet. Jede einzelne Projektion enthält zwar keine Tiefeninformation, diese kann jedoch über Verfahren, wie der gefilterten Rückprojektion, aus den verschiedenen, winkelabhängigen Projektionen rekonstruiert werden. Die Radon-Transformation bildet dazu die mathematische Grundlage. Dadurch erhält man entsprechende Querschnittsbilder eines tomographierten Körpers (Kak und Slaney 2001). Die Rekonstruktion der Schnittbilder erfolgt rechnerbasiert, daher wird auch von Computertomographie (CT) gesprochen. Grundsätzlich wird die Tomographie anhand des Informationsträgers in Emissions-, Remissions- und Transmissionstomographie unterteilt:

- In der *Emissionstomographie* (z. B. Positronen-Emissions-Tomographie, Parker et al. 1993) wird die zu schwächende Strahlung direkt aus dem Körper emittiert.
- Bei der *Remissionstomographie* (z. B. Magnetresonanztomographie, Gladden 1994) wird über ein äußeres Signal eine aus dem Körper tretende Strahlenart angeregt.
- Bei der *Transmissionstomographie* wird der zu schwächende Strahl außerhalb eines Körpers erzeugt, anschließend durch den zu untersuchenden Körper gesendet und nach der Durchleuchtung anhand eines ebenfalls außerhalb des Objekts liegenden Detektors die geschwächte Intensität gemessen. Zu dieser Methodik gehören z. B. die elektrische CT (York 2001), die Gammastrahlen-CT (A. Bieberle 2008) oder die Röntgenstrahlen-CT (Hori et al. 1998).

Der Vorteil der elektrischen CT besteht darin, dass auf ionisierende Strahlung verzichtet werden kann, da von einem Elektrodenpaar ein geringer Strom eingespeist und von weiteren Elektrodenpaaren die sich einstellende Spannung gemessen wird. Anhand der Messungen kann dann auf die Verteilung verschiedener Phasen aufgrund von Leitfähigkeit, Impedanz oder Kapazität geschlossen werden. Jedoch ist die Anwendung bei elektrisch leitenden Rohren oder Aufbauten problematisch.

Bei der Gamma- sowie Röntgenstrahlen-CT rotiert eine Strahlenquelle um den zu untersuchenden Körper, während ein ebenfalls rotierender Detektor(-bogen) oder ein fest installierter Detektorring die geschwächte Strahlung misst. Die Gammastrahlen-CT verwendet mono- und hochenergetische Gammastrahlen als Zerfallsprodukt eines radioaktiven Elements. Dieses CT-Verfahren zeigt zwar eine sehr gute Ortsauflösung von bis zu 2 mm (A. Bieberle 2008), erlaubt aber aufgrund von konstruktiven Einschränkungen bei der möglichen Rotationsgeschwindigkeit von Quelle und ggf. Detektor nur zeitgemittelte Resultate. Konventionelle Röntgenstrahl-CTs besitzen ähnliche Einschränkungen (Hampel et al. 2005). Um für Untersuchungen von Mehrphasenströmungen zeitaufgelöste Ergebnisse zu erhalten, wurden z. B. von Hori et al. (1998) 60 feststehende Röntgenröhren sowie 584 Detektoren entlang eines Vollkreis verwendet, womit bis zu 2000 Bilder pro Sekunde erreicht werden können.

Boyd und Lipton (1983) entwickelten einen Röntgen-CT auf Basis eines rotierenden Elektronenstrahls. Dieser Tomographentyp wird in Abbildung 2.9 (a) schematisch gezeigt. Zunächst wird ein Elektronenstrahl erzeugt, der mittels Fokussier- und Ablenkeinrichtungen auf einem ringförmigen Metalltarget um das zu untersuchende Objekt geführt wird. Im Brennfleckbereich des Elektronenstrahls auf dem Target entsteht aufgrund der Elektronenabbremung Röntgenstrahlung. Der rotierende Brennfleck auf dem Target stellt folglich die rotierende Strahlenquelle dar. Da der Elektronenstrahl praktisch trägheitsfrei abgelenkt werden kann, sind hohe Rotationsgeschwindigkeiten erreichbar. Sehr hohe Bildraten von mehreren tausend Schnittbildern pro Sekunde ermöglichen somit die Anwendung auf Mehrphasenströmungen (vgl. Barthel 2016; Hampel et al. 2013, 2005).

Das in Barthel (2016) vorgestellte ultraschnelle Elektronenstrahl-Röntgen-CT-System ROFEX¹ ist in Abbildung 2.9 (b) zu sehen. Das teilkreisförmige Target besteht hier aus Wolfram. Die am Objekt (hier ein Rohr mit Mehrphasenströmung) geschwächte Strahlung $\mathbf{I} = \{I_{i,j,k}\}$ wird an einem fest installierten Detektorring (Detektorindex i) mit den Parametern für

¹Rossendorf fast electron beam X-ray tomography.

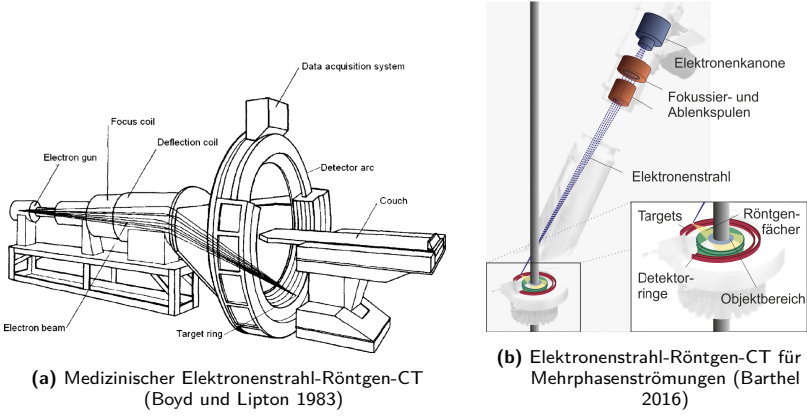


Abbildung 2.9: Schematische Darstellungen für zwei Anwendungen eines Elektronenstrahl-Röntgen-CT

diskrete Brennfleckposition (Index j) und Zeitschritt (Index k) als Intensität gemessen. Mit den Scans für das Dunkelfeld ($\mathbf{I}^{(d)}$), Leerrohr ($\mathbf{I}^{(e)}$) und Vollrohr ($\mathbf{I}^{(f)}$), können die Projektionen $\mathbf{E}_{i,j}$ der Referenz und der Zweiphasenströmung (Intensität $\mathbf{I}^{(\text{tpf})}$) als

$$\mathbf{E}_{i,j}^{(\text{ref})} = -\log \frac{I_{i,j}^{(f)} - I_i^{(d)}}{I_{i,j}^{(e)} - I_i^{(d)}} \quad (2.30)$$

und

$$\mathbf{E}_{i,j,k}^{(\text{tpf})} = -\log \frac{I_{i,j,k}^{(\text{tpf})} - I_i^{(d)}}{I_{i,j}^{(e)} - I_i^{(d)}} \quad (2.31)$$

dargestellt werden. Mittels gefilterter Rückprojektion, wie sie u. a. in Kak und Slaney (2001) erläutert wird, erfolgt die Rekonstruktion dieser Datensätze in je ein Grauwertbild $\mu^{(\text{ref})}$ bzw. $\mu^{(\text{tpf})}$. Die Querschnittsbilder weisen teilweise Störungen wie Rauschen oder Rekonstruktionsartefakte auf. Es kann aber auch aufgrund von Vibrationen, Fertigungstoleranzen am Rohr oder durch Strahlaufhärtung und -streuung zu Abbildungsunterschieden zwischen $\mu^{(\text{ref})}$ und $\mu^{(\text{tpf})}$ kommen. Mithilfe verschiedener Algorithmen können solche Störeinflüsse gut bis sehr gut kompensiert werden. Korrekturmöglichkeiten für entsprechende Artefakte bei Experimenten mit der ultraschnellen Röntgentomographie sind in Wagner et al. (2015) beschrieben.

Nach erfolgter Bildrekonstruktion und -korrektur können die zum Gasgehalt skalierten Grauwertbilder mit

$$\epsilon_{m,n,k} = 1 - \frac{\mu^{(\text{tpf})}}{\mu^{(\text{ref})}} \quad (2.32)$$

berechnet werden. Die Indizes (m, n) stehen hierbei für die Pixelpositionen im rekonstruierten Querschnittsbild.

Die Ortsauflösung des Systems ist einerseits von der Größe der Detektorpixel und der Größe des Röntgenquellspots geometrisch definiert. Andererseits bestimmt das Schwächungsverhalten des zu untersuchenden Objekts durch die Beeinflussung des Kontrasts die Ortsauflösung. Anhand von Phantommessungen wurde eine Ortsauflösung von ca. 1 mm in der Schnittebene ermittelt (Fischer und Hampel 2010). Die axiale Ortsauflösung hängt von der Bildrate ab. Unterstellt man eine axiale Ausdehnung der Bildebene in der Größe der Detektorpixel, so können mit der Bildwiederholfrequenz von 2500 Hz Strömungen mit Geschwindigkeiten bis zu $2,5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ frei von Geschwindigkeitsartefakten rekonstruiert werden. Prinzipiell wären mit diesem Tomographen Einzelbildraten bis 7000 Hz möglich. Die physikalische Zeitauflösung der Detektorpixel liegt bei 450 ns und ist durch die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger im Detektormaterial sowie der Kapazität der Pixel bestimmt. Weiterführende konstruktive und elektronische Details können Barthel (2016) entnommen werden.

2.3 Datenauswertung

Mit der Entwicklung neuer und präziser arbeitender Sensorik für Mehrphasenströmungen stieg der Bedarf an geeigneten Verarbeitungsmöglichkeiten aufgezeichneter Daten. Dem Inhalt dieser Schrift entsprechend wird der Fokus vor allem auf Segmentierung von Gasblasen aus Bilddaten und die Ermittlung von Geschwindigkeiten gelegt.

2.3.1 Segmentierung von Bilddaten

Die Segmentierung aufgezeichneter Mehrphasen-Bilddaten definiert sich im weiteren Sinne als die Trennung diskret verteilter Werte in separate Bereiche, die der untersuchten Phasenverteilung entsprechen. Diese Separation kann im eindimensionalen Bereich für lokale, zeitabhängige Messungen, im zweidimensionalen Bereich für Einzelbilder bzw. videometrische Bildaufnahmen sowie im dreidimensionalen Raum für zeitlich fortlaufende, bildgebende Messungen im Volumen oder Querschnitt erfolgen. Einer durchgeführten

Separation schließt sich meist eine numerische Markierung zur Quantifizierung der Einzelbereiche an. Zur Vereinfachung wird im Folgenden nur von Anwendungen für Zweiphasenströmungen ausgegangen. Die Segmentierung kann daher mit einer Binarisierung von Daten gleichgesetzt werden.

Die einfachste und universellste Art der Binarisierung ist die Anwendung eines Schwellwertes. Dieser ist grundlegend für ein- bis dreidimensionale Messergebnisse verwendbar. Diskrete Werte unterhalb einer festzulegenden Schwelle β werden der Phase 1 zugeordnet, Werte größer β der Phase 2:

$$G = \begin{cases} 0 & \text{für } g \leq \beta \\ 1 & \text{für } g > \beta \end{cases}. \quad (2.33)$$

Ein Schwellwertverfahren eignet sich besonders gut bei geringem Rauscheinfluss, gutem Bildkontrast sowie bei konstant guten Messbedingungen wie z. B. bei Helligkeit oder Verstärkung. Der Schwellwert β kann über geeignete Phantommessungen bestimmt werden. Andernfalls gibt es eine verbesserte Schwellwertanwendung nach Otsu (1979), bei der β mittels des maximalen Verhältnisses der Varianzen innerhalb beider Phasenklassen bestimmt wird.

Schwellwertverfahren neigen sehr stark zu künstlichen Vereinigungen eng beieinanderliegender, separater Bereiche. Eine nachträgliche Trennung der binarisierten Daten ist mittels euklidischen Abständen und Wasserscheiden-Algorithmien eingeschränkt möglich (Beucher 1982; Maurer et al. 2003; Meyer 1994), wobei vor allem formabhängige Objekteigenschaften genutzt werden. In der Auswertung röntgentomographischer Bilder von Zweiphasenströmungen wurde der Schwellwert u. a. bei Kai et al. (2005), Mudde (2010) und Z. Zhang et al. (2013) verwendet.

Segmentierungen auf Grundlage einer Gradientenberechnung erweisen sich unabhängiger von einzelnen Grauwertstufen. Beucher (1992) wendete eine Wasserscheidentransformation auf Gradienten eines Bildes an. Die Ergebnisse sind somit prinzipiell unabhängig von ihren jeweiligen absoluten Grauwerten. Die Gefahr der Übersegmentierung von Strukturen kann mittels geeigneter Markerauswahl als Startpunkte einer Wasserscheidentransformation reduziert werden (z. B. Vincent 1993). Lin et al. (2003) entwickelte eine Methode, bei der Schwellwert, Abstände, Gradienten und Wasserscheiden geschickt verknüpft wurden. Die euklidische Abstandsfunktion eines binarisierten Bildes wird dabei mit Gradientenwerten gewichtet, sodass die anschließende Wasserscheidentransformation Eigenschaften des originalen Bildes nutzt.

Eine eigenständige Gradientenmethode wurde von Canny (1986) vorgestellt: Pfade werden anhand des Verlaufs eines Gradientenkamms, dem

angenommenen Phasenübergang, erzeugt. Probleme bestehen bei nicht geschlossenen Pfaden bzw. bei aufgrund von Rauscheffekten fehlerhaft erkannten Pfaden. Die Kombination des Canny-Algorithmus mit der Hough-Transformation zum Erkennen fester, geometrischer Elemente (Hough 1962) wurde von Merwe et al. (2007) vorgestellt.

Gradienteninformationen werden ebenso im Algorithmus der „Marching cubes“ nach Lorensen und Cline (1987) verarbeitet. Durch Verwendung von Polygonen nähert man eine Oberfläche an. Hori et al. (1998) und Hori et al. (2000) nutzten diesen Algorithmus zur Rekonstruktion von Oberflächen bei deren röntgentomographischen Studien.

In Prasser und Beyer (2007) und Prasser et al. (2001) wird ein dreidimensional arbeitender, rekursiver Algorithmus zur Bestimmung von Blasengrößen aus Gittersensordaten vorgestellt. Beginnend an einem lokalen Grauwertmaximum werden solange benachbarte Pixel zugeordnet, bis ein vorher fest definiertes Abbruchkriterium erreicht wird.

2.3.2 Geschwindigkeitsermittlung

Die Ermittlung von Geschwindigkeiten besitzt in der experimentellen Fluidodynamik eine hohe Bedeutung. Die Information über Geschwindigkeitsprofile lässt z. B. Rückschlüsse auf Rezirkulations- oder Totzonen bei industriellen Anwendungen zu. Aber auch für die Erforschung des Zusammenspiels von Blasenkräften geben Geschwindigkeitsangaben sehr wichtige Hinweise. Eine prinzipielle Unterteilung erfolgt in Geschwindigkeitsmessungen

- in einer Einphasenströmung bzw. innerhalb einer Phase,
- in dispers verteilten, klar formdefinierten Phasenstrukturen und
- in nicht dispers verteilten Strukturen.

Des Weiteren kann eine Unterscheidung anhand des Ortes vorgenommen werden, d. h. ob die Messung lokal an einem Punkt, innerhalb einer Fläche oder in einem Messvolumen stattfindet.

Die Messung lokaler Geschwindigkeiten und deren Fluktuationen innerhalb einer Phase ist bei optisch zugänglichen Strömungsmedien mit Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) möglich. Das Grundprinzip der LDA besteht darin, dass in der Strömung mitbewegte Phasengrenzflächen kleiner Partikel kohärent eingestrahlt Laserlicht mit entsprechend Dopplerverschobener Frequenz streuen (Durst et al. 1976). Mittels Particle-Image-Velocimetry (PIV) werden Geschwindigkeitsmessungen innerhalb einer Phase in einer

Fläche ermöglicht (Adrian 1991). Durch einen gepulsten Laserlichtschnitt werden ebenfalls kleine, auftriebsneutrale Partikel in einer Strömung beleuchtet. Deren Lichtreflexion wird von einer Hochgeschwindigkeitskamera mittels Doppelbild mit sehr kurzen Zeitabständen aufgezeichnet. Durch eine lokale, zweidimensionale Kreuzkorrelation können somit instantane Geschwindigkeitsverteilungen ermittelt werden. PIV-Verfahren können unter Anwendung stereoskopischer Methoden auch dreidimensionale Geschwindigkeiten erfassen (z. B. Brücker 2000).

Die Ermittlung von Geschwindigkeiten dispers verteilter, klar formdefinierter Phasenstrukturen ist unter Verwendung videometrischer Methoden möglich. Bei bekanntem Zeitabstand zwischen zwei Bildern konnte z. B. Nicklin et al. (1962) die Aufstiegsgeschwindigkeit von Taylor-Blasen bestimmen². Die Anwendung beider oben genannten Laserlichtverfahren, LDA und PIV, in Mehrphasenströmungen mit dispers verteilten Blasen ist ebenfalls möglich. Beispiele für Zweiphasenstudien mit LDA finden sich u. a. in Bröder (2003) und Lioumbas et al. (2002). Mit der LDA-Weiterentwicklung der Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) können zusätzlich zur Geschwindigkeit Partikel- und Tröpfchengrößen gemessen werden (Bauckhage 1996). PIV-Anwendungen bei Zweiphasenströmungen sind u. a. in Cheng et al. (2005), Hassan et al. (1998), Lindken et al. (1999) und Shemer et al. (2005) dokumentiert. Jedoch beeinträchtigt eine zu hohe Blasenanzahl die Messung. Demnach sind Geschwindigkeitsmessungen mit optischen Verfahren nur bei geringen Gasgehalten bis etwa $\epsilon \approx 5\%$ anwendbar.

Damit auch Blasengeschwindigkeiten bei hohen Gasgehalten, hohen Blasenanzahlen sowie ohne optischen Zugang ermittelbar sind, werden oftmals doppelt ausgeführte Gasgehaltsmesstechniken verwendet. So nutzen z. B. Hibiki et al. (1998), T. Liu und Bankoff (1993b) und Okawa et al. (1999) zwei nacheinander folgende Nadelsonden, um mit der Kreuzkorrelationsfunktion des Gasgehaltssignals auf die lokale, axiale Geschwindigkeit zu schließen. Sun et al. (2002) und Tian et al. (2014) nutzen eine Anordnung von vier Nadelsonden, um dreidimensionale Geschwindigkeiten zu ermitteln.

Die Ermittlung von Geschwindigkeiten mittels Gittersensor erfolgt ebenfalls durch zwei, in kurzen Abständen hintereinander positionierte Sensoren. Diese Anwendung ist sowohl für dispers verteilte, klar formdefinierte Phasenstrukturen, wie z. B. bei Blasenströmungen (z. B. Lucas et al. 2010), als auch für nicht dispers verteilte Strukturen, wie z. B. bei turbulent aufgewühlten Strömungen (z. B. Hernandez Perez et al. 2010; Parsi et al. 2015),

²Vgl. Tabelle 2.1.

nutzbar. Die Kreuzkorrelationsfunktion für die aufeinanderfolgenden Kreuzungspunkte beider Sensoren lautet

$$F_{i,j,\Delta k} = \frac{\sum_k \epsilon'_{1,i,j,k} \cdot \epsilon'_{2,i,j,k+\Delta k}}{\sqrt{\sum_k \epsilon'^2_{1,i,j,k}} \cdot \sqrt{\sum_k \epsilon'^2_{2,i,j,k}}}, \quad (2.34)$$

wobei der mittelwertbereinigte Gasgehalt

$$\epsilon'_{i,j,k} = \epsilon_{i,j,k} - \bar{\epsilon}_{i,j} \quad (2.35)$$

verwendet wird. Mit dem bekannten axialen Sensorabstand a , der Messfrequenz f_S und anhand der mit

$$F_{i,j,\Delta k_{\max}} = \max(F_{i,j,\Delta k}) \quad (2.36)$$

zu ermittelnden Signalverschiebung Δk_{\max} ergibt sich folglich die mittlere, ortsabhängige axiale Blasengeschwindigkeit

$$v_z = \frac{a}{\Delta k_{\max}} \cdot f_S. \quad (2.37)$$

Eine analoge Anwendung der Gleichungen (2.34) und (2.37) auf die Daten des ultraschnellen Röntgentomographen ist ebenfalls möglich. Das Ergebnis beider Messmethoden, Gittersensor und ultraschnelle Röntgentomographie, ist eine Gasgehaltsverteilung in einem Stapel von Querschnittsbildern mit den Dimensionen LÄNGE x LÄNGE x ZEIT. Daher ist die Kenntnis von axialen Gasgeschwindigkeiten essentiell zur korrekten Berechnung von Blasengrößen.

3 Versuchsanordnung und Experimente

Die Nutzung der ultraschnellen Röntgentomographie bei der Untersuchung von Mehrphasenströmungen ermöglicht die rückwirkungsfreie Abbildung von Dichteverteilungen im Querschnitt des durchströmten, vertikalen Rohres. Strömungen mit z. B. geringen Blasengeschwindigkeiten können somit experimentell näher betrachtet werden, ohne dass relevante Strömungseigenschaften durch Wechselwirkung verändert werden. Dies ermöglicht die sukzessive Erweiterung der existierenden, experimentellen Datenbasis für polydisperse, aufwärts gerichtete Blasenströmungen mit hoher Qualität. Zusätzlich wurden in diesem qualitativen und quantitativen Umfang erstmalig Versuche an abwärts gerichteten Zweiphasenströmungen vorgenommen, um einen äquivalenten experimentellen Datensatz zu erstellen. Diese wurden in zwei Bereiche geteilt (vgl. Abschnitt 2.1.1):

- Geringer abwärts gerichteter Volumenstrom der flüssigen Phase, wobei Blasen aufsteigen können (Gegenstrom) sowie
- mittlerer und hoher abwärts gerichteter Volumenstrom der flüssigen Phase, bei denen Blasen ebenfalls abwärts mitgerissen werden.

3.1 Versuchsaufbauten

Die Versuche an zweiphasigen, vertikalen Rohrströmungen wurden an der Titanrohr-Testsektion der Versuchsanlage „Transient Two-Phase Flow Test Facility“ (TOPFLOW) am Institut für Fluidodynamik des Helmholtz-Zentrums Dresden-Rossendorf (HZDR) (vgl. Schaffrath et al. 2001) durchgeführt. Die Verwendung des ultraschnellen Röntgentomographen erforderte einen besonderen Aufbau der vertikalen Teststrecke. Edelstahlrohre, wie sie sonst für Studien innerhalb der TOPFLOW Anlage genutzt wurden (vgl. Prasser et al. 2007), sind für die Röntgentomographie nicht geeignet, da die Schwächung und die Streuung von Röntgenstrahlung an den dickwandigen Stahlrohren zu groß wären. Aus diesem Grund wurde eine spezielle vertikale Teststrecke aus einer hochfesten Titanlegierung aufgebaut. Mit einem Rohrrinnendurchmesser von 54,8 mm (DN 50) und einer Gesamthöhe von 4,95 m wurde diese parallel zur bestehenden vertikalen Teststrecke DN 200

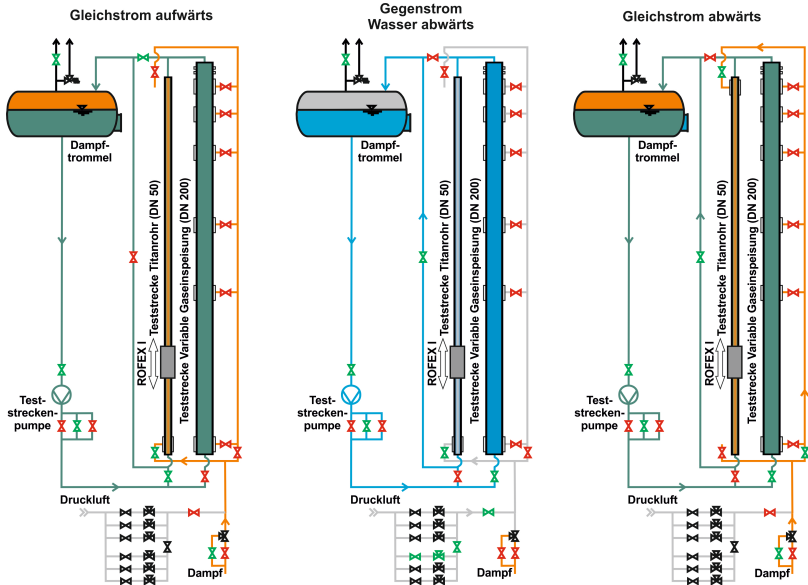


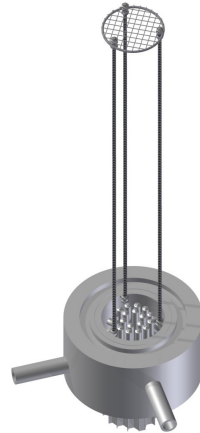
Abbildung 3.1: Kreislauf der TOPFLOW Versuchsanlage mit vertikaler Teststrecke „Titanrohr“ und ultraschnellem Röntgentomographen. Schemata für aufwärts gerichtete Strömungen (links), Gegenströmungen (Mitte) und abwärts gerichtete Strömungen (rechts). Grüne Armaturen sind geöffnet und rote sind geschlossen. Die dargestellte Verwendung von Dampf oder Luft ist ausschließlich beispielhaft.

„Variable Gaseinspeisung“ im Teststreckenkreislauf der TOPFLOW-Anlage installiert. Das Titanrohr selbst besteht aus sechs miteinander verschweißten Rohrsegmenten mit einer Wandstärke von 1,6 mm und kann damit für Experimente bei Drücken bis zu $p_{\max} = 70$ bar uneingeschränkt genutzt werden. Durch spezielle Halterungen konnten die Schwingungsamplituden des Titanrohrs während des Experimentierbetriebs auf unter 1 mm beschränkt werden.

In Abbildung 3.1 ist der prinzipielle Teststreckenkreislauf mit der Titanrohr-Teststrecke dargestellt. Die drei unterschiedlichen Schemata entsprechen jeweils den Konfigurationen der o. g. zu untersuchenden Rohrströmungen. Grundsätzlich können für diese Konfigurationen sowohl adiabate Luft/Wasser- als auch Dampf/Wasser-Experimente durchgeführt werden.



(a) Einspeisemodul M3



(b) Einspeisemodul M4

Abbildung 3.2: Verwendete Einspeisemodule M3 und M4

Hierzu zirkuliert in beiden Fällen Wasser mit einem maximalen Massenstrom von $50 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ aus der Dampftrommel durch die Teststrecke. Die Regulation von Temperatur und Druck des jeweiligen Experiments erfolgt durch Dampfvolumenströme, die in die Dampftrommel eingepflegt werden. Der Dampf wird durch einen separaten Kreislauf mit einem elektrischen 4-MW-Heizer und anschließendem Separator bereitgestellt.

Das Gas wird durch zwei Kugelhähne in die Ringkammern des Einspeisemoduls der Teststrecke eingepflegt. Dabei kann zwischen trocken gesättigtem Dampf mit einem maximalen Massenstrom von $1,4 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ aus dem Separator und Druckluft mit einem Normvolumenstrom von bis zu $850 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$ aus der Standortversorgung gewählt werden. Nach Einspeisung strömt das Gemisch durch die vertikale Teststrecke und wird in der Dampftrommel separiert. Je nach einzuspeisendem Gasvolumenstrom werden zwei unterschiedliche Einspeisemodule verwendet, welche in Abbildung 3.2 dargestellt sind. Dabei ist jeweils eine homogene Gaseinspeisung über dem Rohrquerschnitt das Ziel. Beide Module ermöglichen eine Gaseinspeisung parallel zur Strömungsrichtung der Wasserphase und reduzieren damit unerwünschte Effekte wie z. B. zusätzlichen Turbulenzeintrag. Jeweils vor dem Modul ist bereits ein wabenförmiger Strömungsgleichrichter im Rohr montiert.

Das Einspeisemodul M3, in Abbildung 3.2 (a) dargestellt, dient dem Einperlen eines maximalen Gasnormvolumenstroms von etwa $\dot{V}_N = 2,8 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$. Dabei kann die Anzahl der Nadeln durch die zwei separaten Ringkammern zwischen einer, drei oder vier variiert werden. Jede Kanüle besitzt einen Innendurchmesser von 0,8 mm. Sechs peripher angeordnete Leitbleche dienen der Unterdrückung von Querbewegungen innerhalb der Flüssigphase. Für größere Gasvolumenströme wird das in Abbildung 3.2 (b) gezeigte Modul M4 verwendet. Dieses besteht aus sechs Einspeiserohren in der Mitte mit je einer Öffnung sowie aus zwölf peripher angeordneten Einspeiserohren mit je vier Öffnungen. Jede Öffnung hat dabei einen Bohrungsdurchmesser von 1,2 mm. Ähnlich zum Modul M3 kann die Anzahl genutzter Einspeiseöffnungen durch beide Ringkammern zwischen sechs, 48 und 54 variiert werden. Mit einem vertikalen Abstand von 345 mm ist oberhalb der Einspeiserohre ein Gitter mit einer Maschenweite von 4x4 mm eingebracht. Dieses Gitter mit einer Drahtstärke von 1 mm dient der Homogenisierung des dispersen Gases über dem Rohrquerschnitt sowie einer einheitlichen Quell-Blasengröße an der Einspeisung.

3.2 Messtechnik und Instrumentierung

In der Messtechnik kann prinzipiell zwischen Anlageninstrumentierung und bildgebender Spezialmesstechnik unterschieden werden. Die Anlageninstrumentierung besteht aus Standardsensoren für Druck, Temperatur und Durchfluss. Mit ihr werden die thermohydraulischen Randbedingungen der Versuche eingestellt und überwacht. Die Untersuchungen der Phasenverteilung in der Strömung erfolgen mit dem auf einer vertikalen Traversiereinheit montierten ultraschnellen Röntgentomographen ROFEX. Dieser Röntgentomograph ist dem in Abschnitt 2.2.3, vgl. Abbildung 2.9 (b), vorgestellten Tomographen von Barthel (2016) identisch. Sowohl das Wolfram-Target als auch der Detektorring ist in je einer Zweiebenenausführung vorhanden, sodass axiale Geschwindigkeiten mittels Kreuzkorrelation nach Gleichungen (2.34) und (2.37) ermittelt werden können. Der Abstand beider Bildebenen zueinander beträgt $a_{\text{ROFEX}} = 10,2 \text{ mm}$.

Die eigentlichen Tomographie-Rohdaten bestehen aus einer Matrix pro Strahlumlauf, in der die Projektionen abhängig vom Detektorpixel und Winkel aufgetragen sind. Diese Matrix bezeichnet man als Sinogramm. Die Sequenz der Rohdaten einer Messdurchführung wird auf 12-bit-Basis gespeichert und mittels gefilterter Rückprojektion als Stapel von Querschnittsbildern rekonstruiert. Die gewählte Seitenlänge eines Bildpixels beträgt $l_P =$

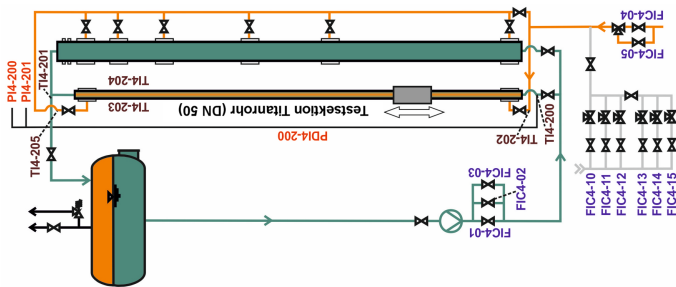


Abbildung 3.3: Instrumentierung Versuchstand

| Nummer | Beschreibung | Messbereich | Einheit | Unsicherheit |
|----------|-----------------------------|--------------|--------------------------------|---------------------|
| FIC4-01 | \dot{m} Wasser | 5...50 | $\frac{\text{kg}}{\text{s}}$ | $\pm 0,2 \%$ |
| FIC4-02 | \dot{m} Wasser | 0,5...5 | $\frac{\text{kg}}{\text{s}}$ | $\pm 0,1 \%$ |
| FIC4-03 | \dot{m} Wasser | 0,05...0,5 | $\frac{\text{kg}}{\text{s}}$ | $\pm 0,2 \%$ |
| FIC4-04 | \dot{m} Dampf | 0,16...1,6 | $\frac{\text{kg}}{\text{s}}$ | $\pm 2,1 \%$ |
| FIC4-05 | \dot{m} Dampf | 0,016...0,16 | $\frac{\text{kg}}{\text{s}}$ | $\pm 2,1 \%$ |
| FIC4-11 | \dot{V}_N Luft | 50...500 | $\frac{\text{Nm}^3}{\text{h}}$ | $-0,5...6 \%$ |
| FIC4-12 | \dot{V}_N Luft | 5...50 | $\frac{\text{Nm}^3}{\text{h}}$ | $-2,5...1,1 \%$ |
| FIC4-13 | \dot{V}_N Luft | 0,5...5 | $\frac{\text{Nm}^3}{\text{h}}$ | $-3...0,9 \%$ |
| FIC4-14 | \dot{V}_N Luft | 0,05...0,5 | $\frac{\text{Nm}^3}{\text{h}}$ | $-1,8...0,1 \%$ |
| PI4-200 | p_{abs} Rohr oben | 0...0,6 | MPa | $\pm 0,15 \%$ |
| PI4-201 | p_{abs} Rohr oben | 0,1...10 | MPa | $\pm 0,1 \%$ |
| PDI4-200 | Δp Rohr oben/ unten | -100...100 | kPa | $\pm 0,8 \%$ |
| TI4-200 | t Wasseraufuhr unten | 20...300 | $^{\circ}\text{C}$ | $\pm 0,5 \text{ K}$ |
| TI4-201 | t Wasseraufuhr oben | 20...300 | $^{\circ}\text{C}$ | $\pm 0,5 \text{ K}$ |
| TI4-202 | t Gasanspeisung unten | 20...300 | $^{\circ}\text{C}$ | $\pm 0,5 \text{ K}$ |
| TI4-203 | t Isolierung außen | 0...300 | $^{\circ}\text{C}$ | $\pm 1 \text{ K}$ |
| TI4-204 | t Isolierung außen | 0...300 | $^{\circ}\text{C}$ | $\pm 1 \text{ K}$ |
| TI4-205 | t Gasanspeisung oben | 20...300 | $^{\circ}\text{C}$ | $\pm 0,5 \text{ K}$ |

Tabelle 3.1: Instrumentierung Titanrohr

0,5 mm. Mithilfe von Referenzmessungen („Vollrohrmessung“, ausschließlich mit Wasser gefülltes Rohr sowie „Leerrohrmessung“, vollständig wasserentleertes Rohr) können die rekonstruierten Querschnittsbilder der Rohrströmungen normiert werden. Dabei erfolgt die Skalierung der Grauwerte auf lokale Gasgehalte zwischen 0 und 100 %. Die rekonstruierten und normierten Daten werden anschließend als Stapel aufeinanderfolgender Querschnittsbilder in Form einer Binärdatei auf Basis von 16-bit-Integerzahlen gespeichert.

Zusätzlich ist der Teststreckenkreislauf mit einer Vielzahl von Temperatur-, Druck- und Durchflussmessgeräten diversitär redundant instrumentiert. In Tabelle 3.1 und Abbildung 3.3 sind diese dargestellt und die wichtigen Parameter wie Messbereich und Unsicherheit notiert. Die fortlaufenden Studien sowie die jeweiligen Messwerte werden in einem eigenen Datenerfassungssystem gespeichert und dokumentiert.

3.3 Durchführung

Die Vorbereitung der Experimente begann mit dem Aufwärmen des Wassers im Testkreislauf auf $t = 29\text{ °C}$ unter Verwendung der Kreislaufpumpe. Gleichzeitig erfolgte die Druckerhöhung auf den Nominaldruck $p = 4\text{ bar}$. Erreichten sowohl Temperatur als auch Druck im Kreislauf die vorgesehenen Werte, wurden die jeweiligen (Norm-)Volumenströme der zu untersuchenden Strömungsregime eingestellt. Diese wurden den Testmatrizen, die in Abbildung 3.4 dargestellt sind, als Leerrohrgeschwindigkeiten entnommen und gemäß Gleichung (2.1) umgewandelt. Der Druck im Gesamtkreislauf wird durch das Gaspolster in der Dampftrommel gehalten und über die Abblaseventile reguliert. Als experimenteller Referenzdruck wird der Absolutdruck am oberen Ende des Titanrohres mit $p = 4\text{ bar}$ definiert. Damit besteht für den Referenzdruck Unabhängigkeit vom durch den veränderlichen Gasgehalt beeinflussten hydrostatischen Druck. Die Referenztemperatur beträgt $t = 30\text{ °C} \pm 1\text{ K}$.

Nachdem die experimentellen Randbedingungen ihre konstanten Endwerte erreichten, wurde weitere 15 Minuten gewartet, um einen stationären thermischen und mechanischen Zustand des Gesamtsystems zu gewährleisten. Die Experimente begannen anschließend mit dem Scannen der Zweiphasenströmung am Einspeisemodul und wurden mit zunehmenden Abstand dazu fortgesetzt. Die Messungen mit dem Tomographen erfolgten an sechs verschiedenen definierten Positionen bis maximal $\frac{L}{D} = 60$ (Positionen A-P), um die Strömungsentwicklung aufgrund lateraler Blaskräfte feststellen zu

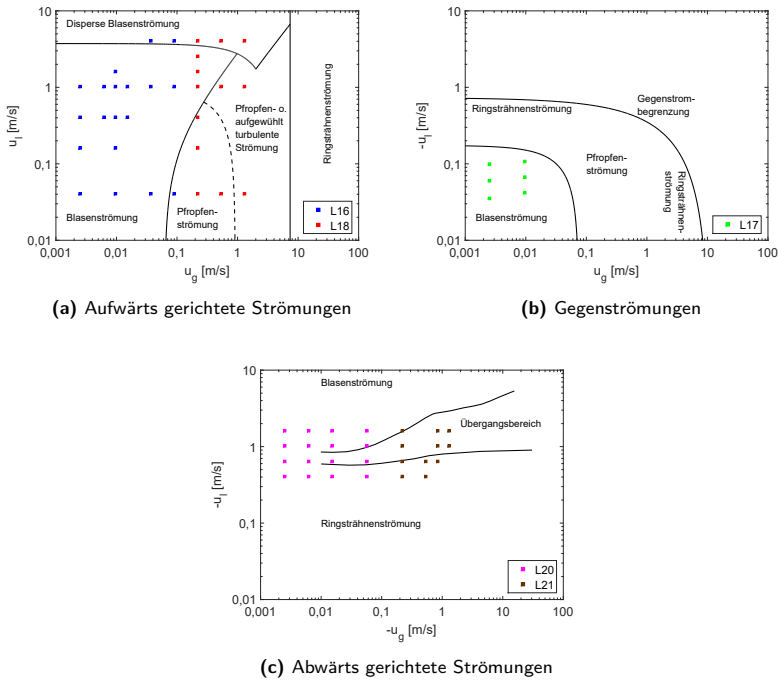


Abbildung 3.4: Testmatrizen für Wasser-Luft-Experimente. Die Übergangslinien wurden der Abbildung 2.2 entnommen.

| Serie | Modul | Positionen [mm] | | | | | | | | |
|-------|-------|-----------------|-----|------|------|-------|-------|-------|------|------|
| | | A | D | G | J | M | N | NN | P | S |
| L16 | M3 | 5 | 62 | 171 | 435 | 1271 | | | 3270 | 4685 |
| L17 | M3 | 1 | 62 | 171 | 435 | 1271 | | | 3270 | 4685 |
| L18 | M4 | 18 | 62 | 171 | 435 | 1271 | | | 3205 | 4685 |
| L20 | M3 | -5 | -62 | -171 | -435 | -1271 | -3113 | | | |
| L21 | M4 | -18 | -62 | -171 | -435 | -1271 | | -3054 | | |

Tabelle 3.2: Versuchsreihen mit Angaben zu eingesetztem Einspeiser und Scanpositionen. Die Serien L16 und L18 sind jeweils aufwärts gerichtete Strömungen, L17 ist Gegenstrom und L20 und L21 sind abwärts gerichtete Strömungen.

können (vgl. Abschnitt 2.1.2). In Tabelle 3.2 werden die jeweiligen Scanpositionen der verschiedenen Versuchsreihen als Abstand vom Einspeiser aufgelistet. Die Verringerungen der maximalen Abstände zur Einspeisung bei beiden abwärts gerichteten Serien sind aufgrund der Traversiereinheit bedingt. Während der Messungen in unterschiedlichen Positionen erfolgen an den experimentellen Randbedingungen keine Änderungen. Damit wird sichergestellt, dass jedes eingestellte Strömungsregime in einem stationären Zustand bleibt. Anschließend erfolgte eine Plausibilitätsprüfung der aufgezeichneten Daten. Die Referenzmessungen für Dunkelfeld, Voll- und Leerrohr wurden nach Beendigung der Versuchsreihe vorgenommen.

Bei den aufwärts gerichteten Strömungen und bei den Gegenstromexperimenten waren zusätzlich bei $\frac{L}{D} = 85,5$ (Position S) zwei Leitfähigkeits-Gittersensoren mit je 16x16 Drähten und einem axialen Abstand von $a_{WMS} = 63$ mm eingebaut. Bei den Experimenten zu abwärts gerichteten Strömungen wurde aufgrund des invasiven Verfahrens und der zu erwartenden niedrigen Blasengeschwindigkeiten auf die Gittersensoren verzichtet.

4 Entwicklung neuer Auswerteverfahren

Der Weiterverarbeitung der mit Röntgentomographie aufgezeichneten und anschließend rekonstruierten Daten kommt eine hohe Bedeutung zu. Bestehende und bekannte Algorithmen können leider nicht die notwendigen Verarbeitungsqualitäten aufweisen, die nötig wären, um die in den Bilddaten vorhandenen Informationen zu extrahieren. Daher ist die Implementierung und Validierung neuer Methoden erforderlich. Schwerpunkte der Entwicklung sind hierbei die Erkennung von Blasen sowie die darauffolgende Bestimmung von Einzelblasengeschwindigkeiten.

4.1 Blasenerkennung

Die sichere Erkennung von Blasen stellt eine Schlüsselposition in der Weiterverarbeitung röntgentomographischer Abbildungen von Zweiphasenströmungen dar. Die Qualität der sich anschließenden Verarbeitungsschritte hängt unmittelbar mit der Qualität der Segmentierung zusammen. Generell gilt die Maxime, dass jede Blase in Volumen und Form individuell detektiert werden muss. Daraus folgende charakteristische Eigenschaften wie Gasgehalt, Blasengrößen und -positionen sind so genau wie möglich zu bestimmen.

Ausgangspunkt sind die nach der Rekonstruktion vorliegenden Stapel von Querschnittsbildern, die der Dichteverteilung der tomographierten strömenden Stoffe entsprechen. Für alle folgenden Bearbeitungsschritte wird der Stapel rekonstruierter Querschnittsbilder als zusammenhängendes dreidimensionales Array betrachtet.

Wie in Abbildung 4.1 ersichtlich, sind einfache Binarisierungen mit einem festen Schwellwert nicht zielführend. Das liegt einerseits an Verschmierungen im Bereich der Phasengrenzen, die u. a. in Abb. 4.1 (a) zwischen beiden eindeutigen Grauwertmaxima im Bereich $30 < g < 70$ durch hohe Häufigkeitswerte $H > 4 \cdot 10^5$ erkennbar sind. Andererseits besteht ein Grund im Teilvolumeneffekt von vor allem kleinen Blasen, die vom Tomographen erfasst und aufgelöst werden. Diese füllen die rekonstruierten Pixel jedoch nur teilweise aus, sodass durch die geringen Grauwerte die Blasen bei einem festen Schwellwert nicht detektiert oder im Volumen deutlich un-

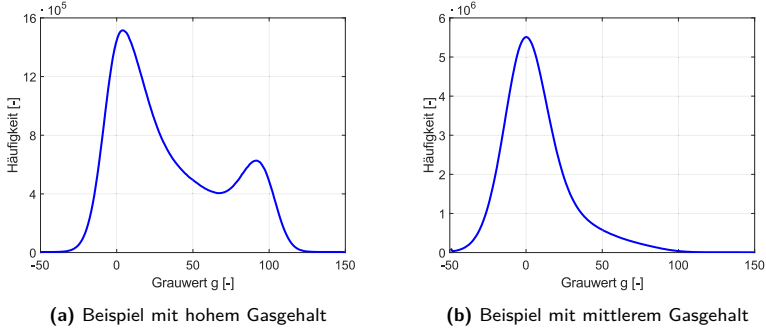


Abbildung 4.1: Histogramme für zwei verschiedene Strömungen

terschätzt werden. Dies wäre im Fall einer Strömung wie bei Abb. 4.1 (b) zu erwarten. Zudem sind künstliche Koaleszenzen eng beieinanderliegender Blasen zu erwarten, da Lamellen der Flüssigphase relativ hohe Grauwerte aufweisen können.

4.1.1 Beschreibung des neuen Algorithmus

Die Grundidee des Algorithmus liegt in der stückweisen Zuordnung von Pixeln zu einem Cluster, jeweils beginnend an lokalen Grauwertmaxima. Als Cluster werden im Folgenden zusammengehörende Pixel einer abgebildeten, physikalischen Blase bezeichnet. Dies ermöglicht eine sprachliche Trennung von Zwischen- und Endergebnissen der Auswertungsalgorithmen.

Im Unterschied zu bekannten Wasserscheidenalgorithmen (vgl. Beucher 1982; Lin et al. 2003) wird hier auf eine vorherige, feste Definition von Clusterkernen auf Basis lokaler Grauwertmaxima verzichtet. Damit können eng beieinanderliegende Blasen getrennt voneinander erkannt und der Einfluss verschmierter Phasenübergänge folglich sehr gering gehalten werden. Ebenso werden sehr kleine Blasen, deren maximaler Grauwert sich nur marginal von umgebenden Rauscheffekten abhebt, auf diese Weise erfasst. Der detaillierte Programmablaufplan ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

Zunächst wird der Rekonstruktionsdatensatz mit einem Rauschfilter gefaltet. Der Rauschfilter entspricht dabei einem klassischen Boxfilter der Größe $5 \times 5 \times 5$. Da das dabei entstehende neue 3D Faltungsarray \underline{G} größer als der ursprüngliche Rekonstruktionsdatensatz ist, muss \underline{G} auf die ursprüngliche Größe zurückgeschnitten werden. Gleichzeitig wird ein neues,

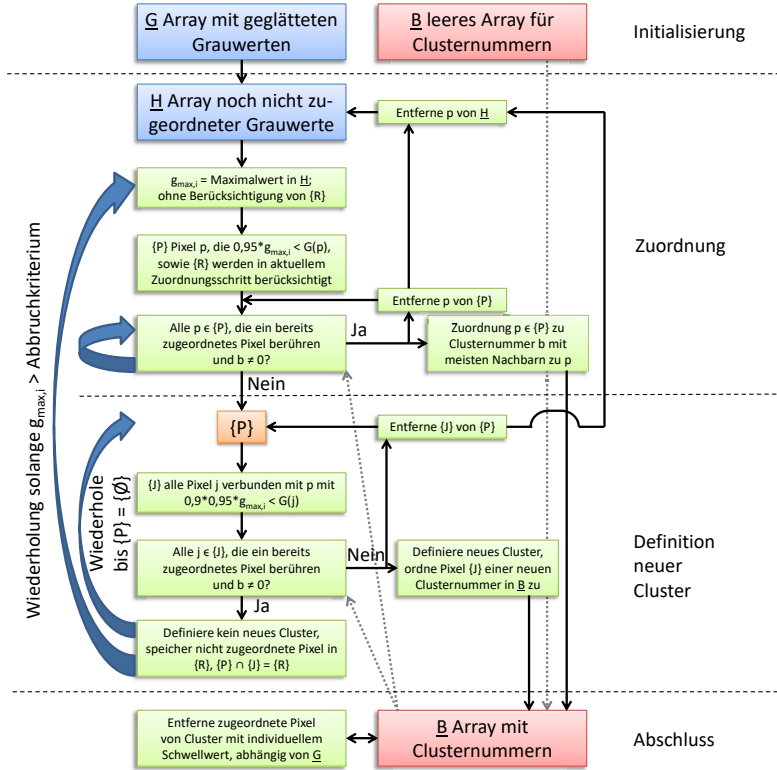


Abbildung 4.2: Detaillierter Programmablaufplan des Blasenerkennungsalgorithmus

gleichgroßes Array \underline{B} definiert, in welchem die fortlaufenden Clusternummern als mögliche Blasenmarkierung geschrieben werden. Die Zuordnungsschritte von Pixeln zu Clustern erfolgen nun ausschließlich unter Berücksichtigung der zu definierenden Grauwertbereiche. Im ersten Schritt wird das globale Maximum $g_{\max,i}$ aller noch nicht zugeordneter Pixel aus dem Array \underline{H} bestimmt. Zu Beginn gilt folglich $\underline{H} = \underline{G}$. Alle Pixel p mit Grauwerten g im Bereich $g > 0,95 \cdot g_{\max,i}$ werden nun für den aktuellen Zuordnungsschritt ausgewählt. Grundsätzlich gilt für jeden Schritt, dass die Zuordnung ausgewählter Pixel $\{P\}$ zu einem existierenden Cluster gegenüber einer Neu-

definition von Clustern Vorrang hat. Dazu werden die Verbindungen der ausgewählten Pixel p zu benachbarten, in \underline{B} bereits zugeordneten Pixeln an den Seitenflächen gewählt. Die Überprüfung zusätzlicher Berührungspunkte benachbarter Pixel an Kanten und Ecken bringt keine merklichen Verbesserungen und wurde deshalb, auch aufgrund des deutlich höheren Rechenaufwandes, nicht gewählt. Grenzt nun ein Pixel p aus dem gewählten Bereich $\{P\}$ an ein bereits definiertes Cluster, so wird es diesem zugeordnet und an dessen Positionen in \underline{B} die jeweilige Clusternummer geschrieben. Grenzen mehrere Cluster an das entsprechende Pixel, so wird das Cluster mit den meisten Verbindungen zur Zuordnung ausgewählt. Erfolgt die Zuordnung, wird das jeweilige Pixel aus dem Array \underline{H} entfernt. Diese Prozedur wird für alle ausgewählten Pixel durchgeführt, bis keine Änderungen mehr in \underline{H} und \underline{B} erfolgen. Vollständigkeitshalber sollte hierbei erwähnt werden, dass im ersten Iterationsdurchgang noch keine Cluster definiert sind und somit noch keine Zuordnung erfolgen kann.

Der zweite Schritt ist die Definition neuer Cluster. Zunächst erfolgt eine zweite, neue Pixelauswahl $\{J\}$: Zusätzlich zu den übrigen Pixeln, die im ersten Schritt keinem Cluster zugeordnet werden konnten, werden neue Pixel im erweiterten Grauwertbereich $g > 0,9 \cdot 0,95 \cdot g_{\max,i}$ mit berücksichtigt. Ein neues Cluster wird ausschließlich für zusammenhängende Pixel aus $\{P\}$ definiert, wenn es keine Berührung dieser erweiterten Pixelauswahl in $\{J\}$ mit einem bereits in \underline{B} definierten Cluster gibt. Andernfalls werden diese zusammenhängenden Pixel in den Speicher $\{R\}$ geschrieben und im nächsten Zuordnungsschritt berücksichtigt. Mit Definition eines neuen Clusters erfolgt die Markierung in \underline{B} mit einer neuen Clusternummer sowie die Entfernung der jeweiligen Pixel aus $\{P\}$ und \underline{H} . Diese Schritte werden so oft wiederholt, bis in $\{P\}$ keine Pixel mehr vorhanden sind. In diesem Fall wird $g_{\max,i+1}$ aus \underline{H} neu bestimmt und die oben beschriebenen Zuordnungsschritte werden wiederholt. Diese Zuordnungsschleife bleibt solange aktiv, bis $g_{\max,i+n}$ das Abbruchkriterium erreicht.

Der Wert des Abbruchkriteriums ist vom Signal-Rausch-Verhältnis in jedem Rekonstruktionsdatensatz abhängig. Pixel, deren Werte kleiner als dieses Kriterium sind, bereits definierten Clustern in \underline{B} zuzuordnen, würde die Qualität des Algorithmus massiv beeinträchtigen, da vor allem Rauscheffekte als neue Cluster erkannt oder zugeordnet würden. Demzufolge muss dieses Kriterium genau dem Grauwert g entsprechen, bei welchem das Verhältnis von Gassignal und Rauschen im Wassersignal gleich eins ist. Dieser Wert hängt von verschiedenen Bedingungen ab:

- Vom Gasgehalt des untersuchten Strömungsregimes,

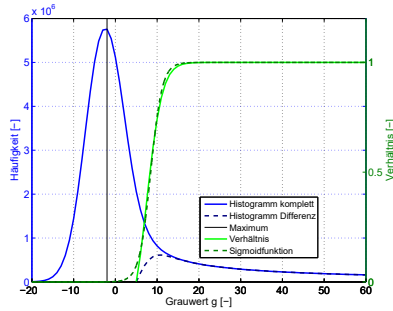


Abbildung 4.3: Veranschaulichungsbeispiel für die Bestimmung des Abbruchkriteriums aus dem Histogramm

- von der gewählten Wiederholrate der Querschnittsbilder sowie
- von allen weiteren Rauscheffekten.

Diese Bedingungen beeinflussen zudem die Verteilung des Grauwertistogramms, sodass aus diesem der Wert des Abbruchkriteriums bestimmt wird. Wie vor allem in Abbildung 4.1 (a) zu sehen ist, weist die der Wasserphase zugeordnete Signalspitze eine asymmetrische Form auf. Hierbei stimmt die linke Seite des Maximums in guter Näherung mit einer Gauß-Verteilung überein, welches dem Rauschen der Wassergrauwerte entspricht. Die Form auf der rechten Seite hingegen wird hauptsächlich durch Überlagerung von eben jenem Rauschen der Wassergrauwerte mit den Gasgrauwerten bestimmt. Um nun den gesuchten Wert des Abbruchkriteriums ermitteln zu können, wird der Verlauf der linken Seite des Maximums in gespiegelter Form von der rechten Seite abgezogen. Eine Veranschaulichung dazu zeigt Abbildung 4.3.

Die Differenz (dunkelblaue, gestrichelte Linie) stellt das Histogramm des Gassignals dar. Dividiert man diese Differenz durch den ursprünglichen Verlauf des Histogramms, so erhält man das Verhältnis von rechter zu linker Seite (hellgrüne, durchgängige Linie). Der Verlauf des Verhältnisses entspricht in guter Näherung einer Sigmoidfunktion:

$$y = f(x) = \frac{1}{b^{(w-x)} + 1}, \quad (4.1)$$

wobei b die Basis und w der Wendepunkt sind. Das Verhältnis wird durch y wiedergegeben und x entspricht dem Grauwert g . Diese Funktion wird an

das Verhältnis unter Verwendung der Kleinste-Fehler-Quadrate-Methode angelegt. Im vorliegenden Anschauungsbeispiel wären die Ergebnisse:

- $b = 2,0739$ und
- $w = 8,4589$.

Besondere Bedeutung hat der Wendepunkt w , da dieser am Grauwert g liegt, bei dem das Verhältnis $y = 0,5$ wird. Damit entspricht er dem gesuchten Abbruchkriterium, denn Gas- sowie Wassersignal nehmen gleich große Werte an.

Zur Steigerung der Ergebnisqualität wird unter Verwendung der ermittelten Sigmoidfunktion ein zweites Kriterium erstellt: Nach der Definition eines neuen Clusters muss sichergestellt werden, dass das ausschlaggebende, lokale Grauwertmaximum $g_{\max,i}$ dem Gassignal zugeordnet werden kann. Da die Sigmoidfunktion in Gleichung (4.1) nur bei $x \rightarrow \infty$ den Wert 1 annimmt, wird ein pragmatischer 95-%-Wert verwendet, sodass nach Umstellung von Gleichung (4.1) gelten muss:

$$g_{\max,B} \geq x_{95\%} = w - \log_b \left(\frac{0,05}{0,95} \right). \quad (4.2)$$

Dieses 95-%-Kriterium wird angewendet, nachdem die Pixelzuordnungsschritte mit Erreichen von $g_{\max,i} = w$ abgeschlossen wurden. Cluster, in denen das Kriterium nach Gleichung (4.2) nicht erfüllt ist, werden zurückgesetzt. Im vorliegenden Beispiel nimmt das Kriterium den Wert $x_{95\%} = 12,496$ an.

Das Ergebnis der oben beschriebenen Algorithmentschritte sind Cluster, denen bis Erreichen des Abbruchkriteriums w ständig Pixel zugeordnet werden können. Dies führt im Allgemeinen dazu, dass die Cluster weit größer als die tatsächlich tomographierten, physikalischen Blasen sind. Demzufolge wird ein individueller, ausschließlich clusterabhängiger Schwellwert eingeführt. Dieser Schwellwert definiert sich für jede Blase durch das jeweilige Grauwertmaximum $g_{\max,B}$. Wenn Pixel mit Grauwerten kleiner jenem Schwellwert Bestandteil eines Clusters sind, werden diese zurückgesetzt. Die Bestimmung des Schwellwertes erfolgt unter Verwendung einer empirischen, abtastfrequenzabhängigen Funktion, die anhand von Phantommessungen ermittelt wurde:

$$k_B(g_{\max,B}, f_S) = \max[-m(f_S) \cdot g_{\max,B} + n(f_S), c(f_S)]. \quad (4.3)$$

Die Berechnung des eigentlichen Schwellwertes $g_{\text{Schwelle},B}$ erfolgt mit

$$g_{\text{Schwelle},B} = k_B(g_{\max,B}, f_S) \cdot g_{\max,B}. \quad (4.4)$$

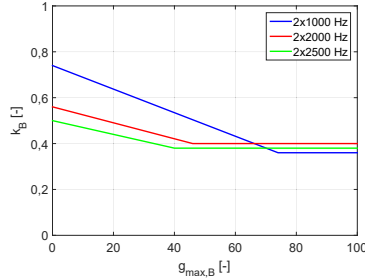


Abbildung 4.4: Verlauf des individuellen Schwellwertfaktors k_B abhängig von der Bildrate

| Bildrate | m | n | c |
|-----------|----------|------|------|
| 2x1000 Hz | 0,005135 | 0,74 | 0,36 |
| 2x2000 Hz | 0,003478 | 0,56 | 0,4 |
| 2x2500 Hz | 0,003 | 0,5 | 0,38 |

Tabelle 4.1: Parameterwerte des individuellen Schwellwertfaktors k_B abhängig von der Bildrate

Die Verläufe des Faktors k_B werden in Abbildung 4.4 gezeigt, die dazugehörigen Parameterwerte für m , n und c können der Tabelle 4.1 entnommen werden. Hierbei ist gut zu erkennen, dass der Phasenübergang bei Clustern mit hohem $g_{\max,B}$ an nahezu frequenzunabhängigen Grauwerten erfolgt. Nimmt $g_{\max,B}$ kleinere und die Scanfrequenz f_S größere Werte an, muss der individuelle Schwellwert $g_{\text{Schwelle},B}$ kleiner ausfallen, damit die Cluster die abgebildeten Blasen in korrekter Größe wiedergeben. Mittels individuellem Schwellwert k_B erfolgt somit eine Kompensation frequenzabhängiger Störeffekte wie Zwischenphasenverschmierungen oder Abnahme der Projektionszahlen pro Querschnittsbild.

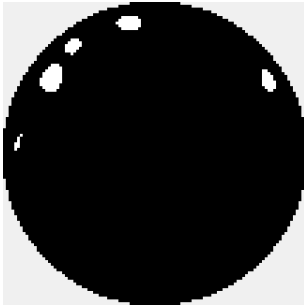
Als Ergebnis der Blasenerkennung liegen zwei dreidimensionale Arrays gleicher Größe wie der Rekonstruktionsdatensatz vor. Im ersten Array \underline{B} ist für jedes einzelne Clusterpixel die zugehörige, fortlaufende Clusternummer geschrieben. Das zweite Array entspricht dem binarisierten Array \underline{B} , d. h. die Wasserphase wird mit 0 gekennzeichnet, während die Gasphase mit 100 markiert wird (entsprechend 100 % lokalem Gasanteil).



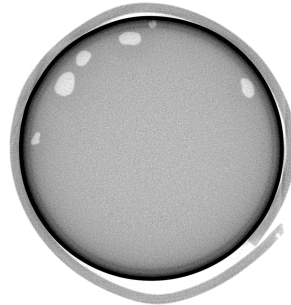
(a) Foto des Phantoms mit Stahlumhüllung



(b) Foto einer Plastikscheibe innerhalb des Phantoms



(c) Fräsvorlage für Plastikscheibe

(d) μ CT-Bild dieser Plastikscheibe**Abbildung 4.5:** Verwendetes Phantom als „Goldstandard“-Referenz

4.1.2 Qualifizierung

Zur Qualifizierung des gesamten Algorithmus zur Blasendetektion wurden die bereits oben erwähnten Phantommessungen verwendet. Insgesamt wurden zwei Phantome gefertigt, welche einerseits eine Blasenströmung mit geringem und andererseits mit mittlerem Gasgehalt nachbilden. Beide Phantome bestehen aus je 301 kreisförmigen, gefrästen Plastikscheiben mit einem Durchmesser von 54 mm und einer Stärke von 0,5 mm. Die Schwächung und Streuung des Titanrohres wird durch eine 0,5 mm starke Stahlhülle nachgebildet, welche den Plastikscheibenstapel bündig umhüllt. In Abbildung 4.5 sind Detailansichten vom Aufbau eines Phantoms dargestellt.

Um einen „Goldstandard“-Referenzdatensatz zu erhalten, wurden beide Phantome zusätzlich mit einer μ CT volumetrisch untersucht. Die erreichte Auflösung des μ CT-Scans beträgt bei einer Abtastzeit von etwa 20 Minuten 68 μm . Dadurch ist der Grauwertkontrast zwischen Plastik und Luft im Phantom hoch genug, dass der abgebildete Phasenübergang eine maximale Breite von nur einem Pixel besitzt. Damit kann der μ CT-Datensatz unter Anwendung eines einfachen Schwellwertes binarisiert werden. Der dabei auftretende relative Diskretisierungsfehler eines Blasenvolumens V kann durch Verwendung des kugeläquivalenten Blasendurchmessers

$$d_{\text{äq}} = \sqrt[3]{\frac{6}{\pi} \cdot V} \quad (4.5)$$

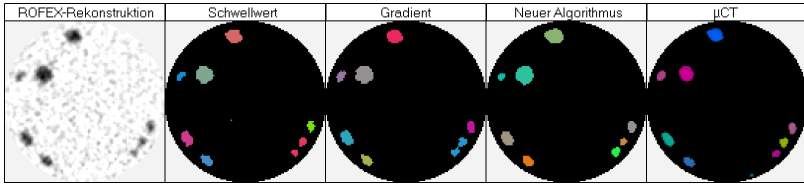
und unter Berücksichtigung der Fehlerfortpflanzung bestimmt werden:

$$\frac{\Delta V}{V} = \left| \frac{\partial V}{\partial d_{\text{äq}}} \right| \cdot \frac{\Delta d_{\text{äq}}}{V} = \frac{3 \cdot \Delta d_{\text{äq}}}{d_{\text{äq}}} \quad (4.6)$$

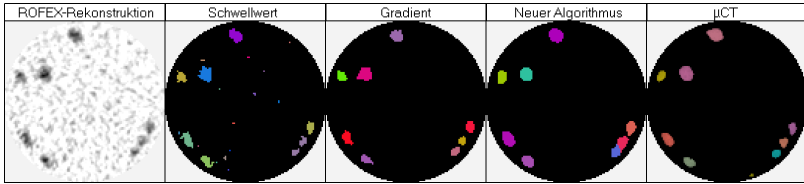
Nimmt man als maximale Unsicherheit des Durchmessers die erreichte Auflösung an, ergibt sich demnach für Blasengrößen $d_{\text{äq}} > 2 \text{ mm}$ eine maximale Unsicherheit $\frac{\Delta V}{V} < \pm 10 \%$, bei Blasen mit $d_{\text{äq}} > 4 \text{ mm}$ $\frac{\Delta V}{V} < \pm 5 \%$ und für Blasen mit $d_{\text{äq}} > 8 \text{ mm}$ $\frac{\Delta V}{V} < \pm 2,5 \%$.

Beide Phantome wurden mit einer konstanten Geschwindigkeit von $0,5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ durch den Röntgentomographen ROFEX gezogen. Die gewählten Bildraten lagen bei je 2x1000 Hz, 2x2000 Hz und 2x2500 Hz. Die Rekonstruktion erfolgte, wie im Abschnitt 2.2.3 erwähnt, mittels gefilterter Rückprojektion. Die Grauwerte werden in den Abbildungen 4.6 und 4.7 invers dargestellt, um einen besseren Kontrast zu erreichen und kleine Blasen deutlicher abbilden zu können. Zum Vergleich der Qualität des oben beschriebenen neuen Algorithmus zur Blasendetektion wurden zwei weitere Algorithmen hinzugezogen:

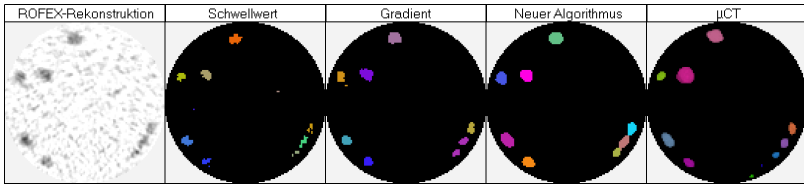
- Ein einfacher Schwellwert, welcher an separaten, einfachen Bohrungs-Phantomen validiert wurde. Pixel mit Grauwerten kleiner 34 % werden der Wasserphase zugeordnet, Pixel mit größeren Grauwerten der Gasphase (Barthel 2012).
- Eine Gradientenmethode, die für alle drei Koordinatenrichtungen den eindimensionalen Grauwertgradient berechnet und an lokal maximalen Werten jeweils zwischen Wasser- und Gasphase binarisiert. Diese drei verschiedenen Ergebnisse werden per Konjunktion verknüpft und im Ergebnis geglättet (Banowski et al. 2012).



(a) Phantom 1 mit 2x1000 Hz



(b) Phantom 1 mit 2x2000 Hz



(c) Phantom 1 mit 2x2500 Hz

Abbildung 4.6: Querschnittsbilder der Scans am Phantom 1 mit verschiedenen Blasen-detektionsalgorithmen. V.l.n.r.: Rekonstruiertes Grauwertbild, Schwellwert 34 %, Gradientenmethode, neuer Algorithmus, μ CT-Referenzdatensatz.

Beide Binarisierungsverfahren werden mit einer Clusternummerierung nach Prasser et al. (2001) ergänzt. Als dritter Vergleich wird das jeweilige μ CT-Querschnittsbild dargestellt. In Abbildung 4.6 werden die Ergebnisse für das Phantom 1 gezeigt.

Die unterschiedlichen Farben der Cluster zeigen, dass diese einer unterschiedlichen Clusternummer zugeordnet wurden. Bei den 2x1000-Hz-Bildern werden die Formen der Cluster bei allen drei Segmentierungsverfahren recht gut wiedergegeben. Prinzipiell erfolgt dies auch bei den anderen beiden Frequenzen, wobei hier die Unterschiede zwischen den Methoden deutli-

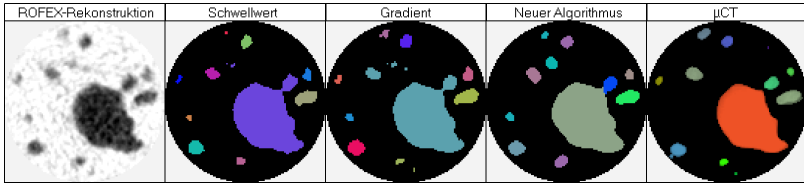
| Ph. | Frequenz [Hz] | Schwellwert [%] | Gradient [%] | Neuer Alg. [%] | μ CT [%] |
|-----|------------------|----------------------|----------------------|----------------------|-----------------|
| 1 | 2x1000 | 2,474 <i>-1,99 %</i> | 2,750 <i>+8,93 %</i> | 2,615 <i>+3,60 %</i> | 2,524 |
| | 2x2000 | 2,572 <i>+1,90 %</i> | 2,477 <i>-1,87 %</i> | 2,560 <i>+1,41 %</i> | |
| | 2x2500 | 1,382 <i>-45,2 %</i> | 1,834 <i>-27,3 %</i> | 2,396 <i>-5,09 %</i> | |
| 2 | 2x1000 | 12,24 <i>-8,25 %</i> | 13,46 <i>+0,89 %</i> | 13,90 <i>+4,19 %</i> | 13,34 |
| | 2x2000 | 11,60 <i>-13,0 %</i> | 12,63 <i>-5,36 %</i> | 14,07 <i>+5,49 %</i> | |
| | 2x2500 | 11,26 <i>-15,6 %</i> | 11,81 <i>-11,4 %</i> | 14,45 <i>+8,35 %</i> | |

Tabelle 4.2: Gasgehalte der einzelnen Phantommessungen mit unterschiedlichen Binarisierungsverfahren. Die kursiv gedruckten Prozentangaben sind die relativen Abweichungen in Bezug auf die μ CT-Referenz.

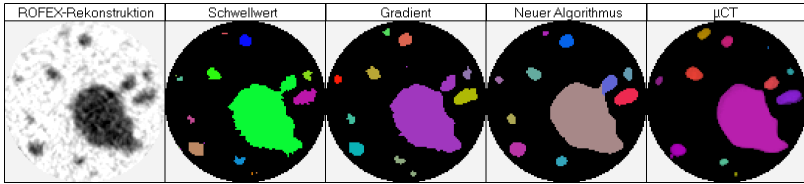
cher werden: Die Ergebnisse des Schwellwertes sowie der Gradientenmethode neigen, im Gegensatz zum neuen Algorithmus, leichter zu künstlichen Koaleszenzen eng beieinanderliegender Blasen. Dies wird bei den drei kleinen Clustern im vierten Bildquadranten durch die mehrmals selbe Farbe benachbarter Cluster ersichtlich. Ebenso fällt die starke Abhängigkeit des Schwellwertes von der Bildqualität auf, da vereinzelt lokale Grauwertmaxima als Cluster erkannt werden, obwohl die μ CT an diesen Positionen keine Blasen zeigt. Da im Phantom 1 eher einzelne, nicht eng beieinanderliegende Blasen enthalten sind, ist der Blick auf die Ergebnisse von Phantom 2 wichtig.

An den Ergebnissen der zweiten Phantomscans in Abbildung 4.7 können die oben genannten Beobachtungen bestätigt werden: Während bei den 2x1000-Hz-Ergebnissen die Unterschiede relativ gering sind, nehmen diese mit höherer Abtastfrequenz deutlich zu. Sichtbar zeigt sich dies im zweiten Beispiel auch an der Beschaffenheit der Phasengrenze. Bei der Schwellwert- und Gradientenmethode wird diese teilweise stark zerfranst wiedergegeben. Ebenso wird die Neigung beider Methoden zu einer höheren Anzahl fehlerhaft erkannter Cluster sowie künstlicher Blasenkoaleszenz nachgewiesen. Anhand der vorliegenden qualitativen Bewertung der Detektionsalgorithmen kann zusammengefasst werden, dass der neu vorgestellte Algorithmus deutliche Vorteile gegenüber bestehenden Algorithmen aufweist. Diese Vorteile müssen jedoch in einer quantitativen Betrachtung bestätigt werden. Als erste quantitative Größe eignet sich der detektierte Gesamtgasgehalt. In Tabelle 4.2 werden die Gasgehaltsergebnisse der Phantommessungen jeweils mit den verschiedenen Binarisierungsalgorithmen aufgelistet und mit dem Gasgehalt der μ CT-Referenzdaten verglichen.

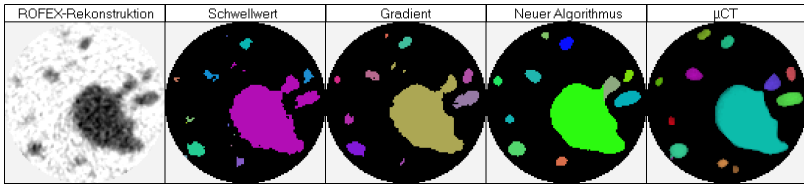
Die Ergebnisse bestätigen zunächst die Beobachtungen aus den Abbildungen 4.6 und 4.7. Gerade bei den beiden niedrigen Bildraten 2x1000 Hz



(a) Phantom 2 mit 2x1000 Hz



(b) Phantom 2 mit 2x2000 Hz



(c) Phantom 2 mit 2x2500 Hz

Abbildung 4.7: Querschnittsbilder der Scans am Phantom 2 mit verschiedenen Blasen-detektionsalgorithmen. V.l.n.r.: Rekonstruiertes Grauwertbild, Schwelwert 34 %, Gradientenmethode, neuer Algorithmus, μ CT-Referenzdatensatz.

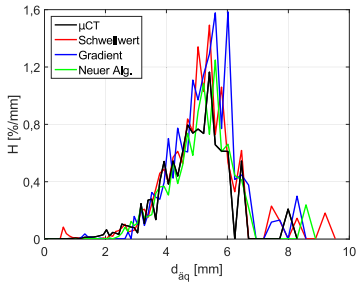
und 2x2000 Hz am Phantom 1 sind die jeweiligen Abweichungen zum μ CT-Bilddatensatz nur sehr gering. Bei den 2x2500-Hz-Ergebnissen zeigt sich die starke Abhängigkeit von der Bildqualität. Durch den kleineren Kontrast (wie in Abbildung 4.6 (c) gut ersichtlich), fallen die Gasgehaltswerte bei den Methoden Schwelwert und Gradient deutlich zu gering aus. Der neu vorgestellte Blasen-detektionsalgorithmus hingegen bleibt bei allen drei Datensätzen mit unterschiedlichen Bildfrequenzen am Phantom 1 jeweils im Rahmen von $\pm 0,12$ % Absolutgasgehalt und etwa ± 5 % relative Abweichung. Mit Blick auf die Ergebnisse der Scans am Phantom

2 werden die bisherigen Schlussfolgerungen bestätigt. Das Schwellwertverfahren unterschätzt kontinuierlich den Gasgehalt des Phantoms. Die Gradientenmethode zeigt mit ihren Ergebnissen schon deutlich bessere Übereinstimmungen, auch wenn beim 2x2500-Hz-Datensatz die relative Abweichung größer $\pm 10\%$ ist. Die Resultate des neu entwickelten Algorithmus überschätzen den Gasgehalt zwar leicht, zeigen aber insgesamt die besseren Übereinstimmungen mit der μ CT-Referenz. Als relativer Fehler beim Gasgehalt kann ein Bereich von $\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} = \pm 8\%$ angegeben werden. Im Hinblick auf die kleinen Abweichungen der Absolutwerte bei geringen Gasgehalten sollte der angegebene Relativfehler einen Absolutwert $\Delta\epsilon = \pm 0,5\%$ jedoch nicht unterschreiten.

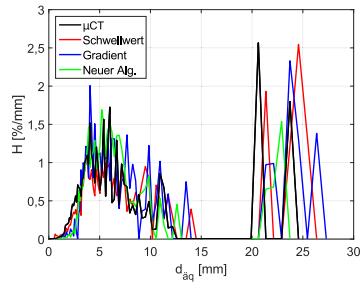
Zusätzlich zu den Gasgehaltswerten sind die Verteilungen der Blasengrößen als zweite zu vergleichende quantitative Größe zu betrachten. In Abbildung 4.8 sind diese für die insgesamt sechs Phantommessungen mit den jeweiligen Auswertemethoden aufgetragen. Diese Verteilungen bestätigen grundsätzlich alle oben ausgeführten Beobachtungen. Beim starrten Schwellwertalgorithmus zeigen sich die Probleme als systematische Blasenerkennung von Bildrauschen (Blasen mit $d_{\text{äq}} < 2\text{ mm}$) sowie künstlicher Koaleszenz eng beieinanderliegender Blasen (das Integral der roten Schwellwertkurve bei $d_{\text{äq}} > 15\text{ mm}$ ist deutlich größer als das der μ CT-Kurve in den Abbildungen 4.8 (d) - 4.8 (f)). Letzteres gilt ebenso für die Gradientenmethode. Die Ergebnisse zeigen aber auch klar, dass für niedrige Frequenzen und niedrige Gasgehalte (ergo gute bis sehr gute Bildqualität sowie vereinzelt aufsteigende Blasen, vgl. Abb. 4.8 (a)) alle drei betrachteten Algorithmen gute Resultate ergeben. Unter besonderer Berücksichtigung von Zeit- und Rechenaufwand in Implementierung und Durchführung kann für entsprechende Fälle ein einfacher Schwellwertalgorithmus zur Binarisierung ohne größere Bedenken genutzt werden.

Im Blick auf die Kurven des neuen Algorithmus in den Abbildungen 4.8 (e) und 4.8 (f) sind deutliche Überschätzungen des Gasgehaltes für $d_{\text{äq}} = 3 \dots 7\text{ mm}$ zu erkennen. Diese führen auch teilweise zu den Überschätzungen des Gesamtgasgehaltes, wie in Tabelle 4.2 aufgeführt. Hierfür können zwei Gründe genannt werden:

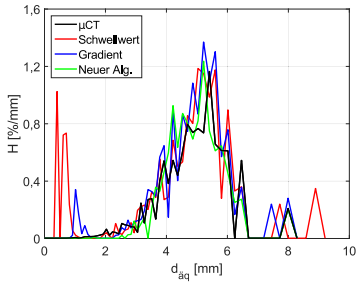
- Zum Ersten werden die Grauwertsinken zwischen nah beieinander liegenden Blasen durch die Glättung zu Beginn stark minimiert, sodass der Gasanteil in diesen Bereichen künstlich steigt. Dies ist z. B. gut in Abbildung 4.7 (b) und 4.7 (c) ersichtlich (blaues bzw. olivgrünes Cluster am großen Cluster). Die Cluster werden zwar weiterhin gut getrennt voneinander erkannt, jedoch in ihrer Größe etwas überschätzt.



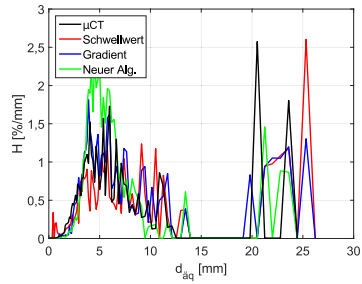
(a) Phantom 1, 2x1000 Hz



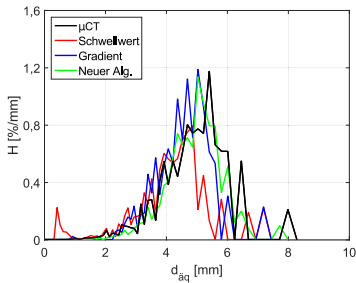
(d) Phantom 2, 2x1000 Hz



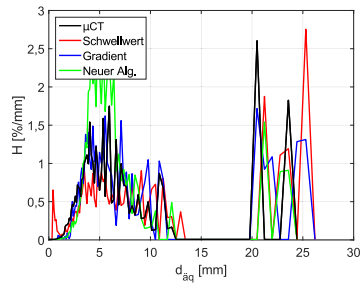
(b) Phantom 1, 2x2000 Hz



(e) Phantom 2, 2x2000 Hz



(c) Phantom 1, 2x2500 Hz



(f) Phantom 2, 2x2500 Hz

Abbildung 4.8: Blasengrößenverteilungen der einzelnen Phantommessungen mit unterschiedlichen Binärisierungsmethoden

Dieser Effekt führt auch zum leicht erhöht detektierten Gesamtgasgehalt.

- Zum Zweiten sind die Kurvenintegrale des neuen Algorithmus für $d_{\text{äq}} > 15$ mm schon kleiner als bei der μ CT. Grund dafür sind die Fertigungstoleranzen beim Fräsen der Plastikscheiben. Eng beieinander liegende Blasen der Fräsvorlage werden dadurch künstlich verbunden, was durch die μ CT-Untersuchung auch wiedergegeben wird. Der neue Algorithmus erkennt jedoch durch die Glättung leicht geringere Grauwerte und damit fiktive Wasserlamellen. Zwar führt dies wie oben beschrieben zu einem leicht höheren Gasgehalt, dennoch werden die Cluster getrennt (und somit in höherer Anzahl) erkannt, wie es durch die ursprüngliche Fräsvorlage gegeben war.

4.1.3 Fazit

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass der neue Algorithmus sowohl qualitativ als auch quantitativ bessere Ergebnisse als ein Schwellwert- oder ein Gradientenalgorithmus erzeugt. Für die weitere Verarbeitung und Analyse der ROFEX-Daten wird die Segmentierung der Gasblasen mit dem neuen Algorithmus zugrunde gelegt. Die leichte Überschätzung des Gasgehalts wird in der relativen Unsicherheit von $\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} = \pm 8$ % berücksichtigt, wobei eine Absolutunsicherheit von $\Delta\epsilon = \pm 0,5$ % nicht unterschritten wird.

4.2 Bestimmung von Einzelblasengeschwindigkeiten

Die Detektion von Blasen in rückwirkungsfrei aufgezeichneten Daten erlaubt es, zusätzliche Methoden zur Bestimmung der Geschwindigkeit neben der Kreuzkorrelation anzuwenden. Zum einen ist eine Suche der gleichen physikalischen Blase in beiden Tomographiebildebene denkbar. Zum anderen kann durch das Verwenden morphologischer Eigenschaften einer Blase, wie Form und Größe, eine instantane Blasengeschwindigkeit ermittelt werden. Beide Varianten haben gemeinsam, dass die Geschwindigkeit jeder detektierten Blase separat ermittelt werden kann. Daraus lassen sich nicht nur individuelle, axiale Geschwindigkeiten einer Blase bestimmen, sondern auch radiale und azimutale. Beide Methoden werden im Folgenden detailliert erläutert.

4.2.1 Detektion von Clusterzwillingen

Als Clusterzwillinge werden die beiden segmentierten Cluster aus beiden Abbildungsebenen bezeichnet, die zu derselben physikalischen Blase gehören. Die Detektion von Clusterzwillingen basiert folglich auf der Tatsache, dass jede Blase beide Bildebenen des Röntgentomographen durchdringen muss und dementsprechend je einmal als Cluster abgebildet wird. Durch den sehr geringen Abstand beider Ebenen von nur $a = 10,2$ mm kommen typische Effekte in einer Zweiphasenströmung, wie Trennung und Koaleszenz von Blasen, nur sehr selten vor. Daher ist die Wahrscheinlichkeit, aus allen Clusterpaarungen die Zwillingscluster in beiden Ebenen zu detektieren und einer physikalischen Blase zuzuordnen, sehr hoch. Der Algorithmus wird somit auch als „Zwillingsmethode“ bezeichnet. Nach erfolgter Zuordnung von Clusterzwillingen zu einer Blase kann deren Zeitversatz und laterale Bewegung zwischen beiden Ebenen bestimmt und daraus die jeweiligen Geschwindigkeiten ermittelt werden. Für die Entscheidung, welche Clusterpaare für eine physikalische Blase stehen, werden Größe sowie lateraler und zeitlicher Versatz berücksichtigt. Diese Parameter werden vom Segmentierungsalgorithmus¹ bereitgestellt.

Das grundlegende Konzept der Detektion von Clusterzwillingen sieht drei Kernbedingungen vor, die erfüllt sein müssen, damit ein Clusterzwillingspaar einer physikalischen Blase zugeordnet werden kann:

- (1) Das Clusterpaar muss das gleiche Volumen haben UND

¹Vgl. Abschnitt 4.1.

- (2) der laterale Versatz darf einen physikalischen Erwartungswert der Zweiphasenströmung nicht überschreiten UND
- (3) der Zeitversatz (bzw. die axiale Geschwindigkeit) darf einen physikalischen Erwartungswert der Zweiphasenströmung nicht überschreiten.

Diese drei Kernbedingungen können aufgrund von verschiedenen Einflüssen auf die Bilddatensätze und deren Auswertung nicht im Sinne einer scharfen Logik angewandt werden. Die Verwendung von unscharfen Mengen, entsprechend der Fuzzy-Logik nach Zadeh (1965), ist hingegen zielführend.

Entsprechend den Kernbedingungen werden zunächst drei Fuzzy-Zugehörigkeitsfunktionen definiert, die jeweils für ein Clusterpaar den Wahrheitsgrad der Kernbedingungen für Volumen $\varphi^{(V)}$, lateralen Versatz $\varphi^{(L)}$ und axiale Geschwindigkeit $\varphi^{(G)}$ enthalten. Mit N_1 Clustern in Ebene 1 und N_2 Clustern in Ebene 2 kann für jedes Clusterpaar (i, j) eine gesamte Fuzzy-Zugehörigkeitsfunktion mittels multiplikativer UND-Verknüpfung angegeben werden:

$$\Phi_{i,j} = \varphi_{i,j}^{(V)} \cdot \varphi_{i,j}^{(L)} \cdot \varphi_{i,j}^{(G)}. \quad (4.7)$$

Das Clusterpaar (i, j) mit dem größten Fuzzy-Wahrheitsgrad wird dann als zueinander gehörend definiert und somit einer physikalischen Blase zugeordnet. Anschließend erfolgt die Löschung der Cluster (i) und (j) aus der Gesamtmatrix Φ und die Zwillingsfindung wird iterativ wiederholt, bis alle Cluster zugeordnet sind.

4.2.1.1 Blasenvolumen

Grundsätzlich gilt: Je kleiner der Volumenunterschied zwischen einem Clusterpaar, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit, dass beide Cluster zu einer physikalischen Blase gehören. Das Volumen eines Clusters (i) ist gegeben durch

$$V_i = \frac{N_i l_P^2 v_{z,i}}{f_S}, \quad (4.8)$$

wobei N_i die Voxelanzahl eines Clusters, l_P die Kantenlänge eines Pixels (in m), f_S die Scanfrequenz (in Hz) und $u_{z,i}$ die axiale Geschwindigkeit (in $\frac{m}{s}$) bezeichnen. Da die axiale Geschwindigkeit die Suchgröße darstellt und daher nicht bekannt ist, wird stattdessen die rechnerische Geschwindigkeit des jeweils betrachteten Clusterpaares (i, j) gebildet:

$$v_{i,j} = \frac{f_S \Delta z}{N_{i,j}^{(COM)}}, \quad (4.9)$$

welche hauptsächlich durch die Anzahl der Bildschritte $N_{i,j}^{(\text{COM})}$ zwischen beiden Schwerpunkten (engl. center of mass) der Cluster (i) und (j) bestimmt wird. Unter Verwendung der in Gleichung (4.8) berechneten Volumina kann der kugeläquivalente Clusterdurchmesser

$$d_i = \sqrt[3]{\frac{6}{\pi} V_i} \quad (4.10)$$

berechnet werden. Die entsprechende Zugehörigkeitsfunktion für das Volumen wird mittels einer Normalverteilung nach Gauß ermittelt:

$$\varphi_{i,j}^{(V)} = e^{-0,5 \left(\frac{d_i - d_j}{\sigma_{i,j}^{(V)}} \right)^2}. \quad (4.11)$$

Aufgrund des zu berücksichtigenden Signal-Rausch-Verhaltens ist eine Unsicherheit von $\pm 10\%$ für den kugeläquivalenten Clusterdurchmesser zulässig. Jedoch wird als minimaler Unsicherheitswert die Pixelkantenlänge im rekonstruierten Bild festgelegt. Dementsprechend kann die Standardabweichung mit

$$\sigma_{i,j}^{(V)} = \max(0,1 \cdot d_{i,j}, l_P) \quad (4.12)$$

berechnet werden. Da beide Cluster des Paares je einen eigenen Durchmesser besitzen, wird der Mittelwert

$$d_{i,j} = \frac{d_i + d_j}{2} \quad (4.13)$$

verwendet.

4.2.1.2 Lateralbewegung

Querbewegungseffekte treten z. B. nach Hindernissen, Krümmern o. ä. sowie bei horizontalen oder geneigten Anordnungen aufgrund von Auftriebskräften in Erscheinung. Bei gut entwickelten und gleichmäßigen Strömungen, wie z. B. im vertikalen Rohr, befinden sich die lateralen Blasenkräfte im Gleichgewicht². Demnach ist die erwartbare laterale Blasenbewegung im Mittel gleich Null. Darüber hinaus sollte die erwartbare laterale Blasenbewegung bei nicht-gleichmäßigen Strömungen nur geringe Werte annehmen, wenn der axiale Abstand zwischen beiden Abbildungsebenen nur wenige Millimeter beträgt. Der vorliegende Algorithmus erlaubt prinzipiell die

²Vgl. Abschnitt 2.1.2.

Berücksichtigung von Querbewegungseffekten durch Ermitteln eines mittleren Versatzes zwischen zwei Ebenen. Dieser mittlere Versatz kann vorher entweder numerisch anhand der Bewegungsgleichungen oder experimentell durch Anwenden von Kreuzkorrelationsmethoden bestimmt werden.

Bei den dieser Arbeit zugrundeliegenden Zweiphasenströmungen im vertikalen Rohr wird folglich der Erwartungswert mit Null angenommen. Kleinskalige Querbewegungen von Blasen, wie sie durch Turbulenz oder laterale Oszillationen auftreten, werden zur Bestimmung der Zugehörigkeitsfunktion, analog zu dem Blasenvolumen, anhand einer Gauß-Normalverteilung

$$\varphi_{i,j}^{(L)} = e^{-0,5 \left(\frac{\Delta L_{i,j}}{\sigma^{(L)}} \right)^2}, \quad (4.14)$$

mit dem seitlichen Versatz

$$\Delta L_{i,j} = \sqrt{[x_i - x_j]^2 + [y_i - y_j]^2} \quad (4.15)$$

und der Standardabweichung

$$\sigma^{(L)} = \frac{\delta}{v_{i,j}} \quad (4.16)$$

berechnet. Der Nenner δ wurde den Ergebnissen von Ellingsen und Risso (2001)³ entsprechend mit $2,5 \frac{\text{mm}^2}{\text{ms}}$ gewählt. Sie untersuchten die helixförmigen Bewegungspfade aufsteigender Blasen und ermittelten bei einer axialen Geschwindigkeit von $v_z = 0,309 \frac{\text{mm}}{\text{ms}}$ einen Versatz von bis zu 8 mm.

4.2.1.3 Geschwindigkeit

Die Zugehörigkeitsfunktion für die Geschwindigkeit korreliert mit der Wahrscheinlichkeit, dass eine Blase mit einer gegebenen Geschwindigkeit beide Bildebenen passiert. Um eine geeignete Zugehörigkeitsfunktion herleiten zu können, muss sichergestellt werden, dass die Physik der Blasenbewegung den Erwartungswert der axialen Blasen Geschwindigkeit bestimmt. Die Beschreibung beschränkt sich zunächst auf die Phänomenologie, während die einzelnen Berechnungsschritte weiter unten detailliert wiedergegeben werden.

Zuerst wird die physikalische Annahme getroffen, dass die axiale Blasen Geschwindigkeit als Summe der mittleren Ortsgeschwindigkeit der Flüssigphase und der aus den vertikalen Blasenkräften⁴ resultierenden Relativge-

³Vgl. Tabelle 2.1.

⁴Vgl. Abbildung 2.5.

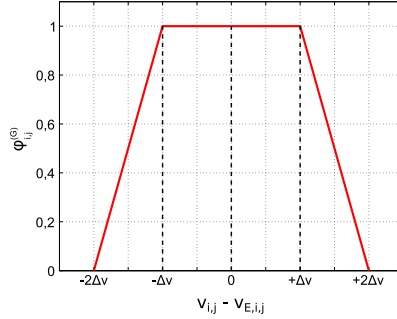


Abbildung 4.9: Graphischer Verlauf der Zugehörigkeitsfunktion für die Geschwindigkeit

schwindigkeit dargestellt werden kann. Dem folgend wird ein Erwartungswert $v_{E,i,j}$ formuliert. Um diesen Erwartungswert besteht ein definierter Vertrauensbereich Δv , in welchem alle resultierenden Blasengeschwindigkeiten als gleich zugehörig angesehen werden. Dieser Bereich muss sicherstellen, dass die Geschwindigkeitsvariationen aus leichten, ungleichmäßigen Bewegungen aufgefangen werden können. Des Weiteren wird dadurch ein systematischer Fehler durch leichte Abweichungen des Erwartungswertes $v_{E,i,j}$ von der „realen“ Physik vermieden. Im Bereich $v_{E,i,j} \pm \Delta v$ wird entsprechend eine konstante Zugehörigkeitsfunktion mit Grad eins definiert. Außerhalb dieses Bereiches fällt die Zugehörigkeitsfunktion bis $v_{E,i,j} \pm 2 \cdot \Delta v$ linear auf Null ab, wie in Abb. 4.9 dargestellt ist. Die Zugehörigkeitsfunktion stellt insgesamt einen Auswahlbereich für Geschwindigkeiten dar: Clusterpaare, mit $\varphi_{i,j}^{(G)} = 0$, kommen als Clusterzwilling für dieselbe physikalische Blase nicht weiter in Betracht.

Die Berechnung des Erwartungswertes hängt vom vorherrschenden Strömungsregime ab und wird unten näher erläutert. Da beide Cluster gleichberechtigt berücksichtigt werden müssen, wird ein mittlerer Erwartungswert aus beiden Clusterwerten verwendet:

$$v_{E,i,j} = \frac{v_{E,i} + v_{E,j}}{2}. \quad (4.17)$$

Der Geschwindigkeitsbereich Δv wird nach

$$\Delta v = \max(\theta \cdot v_{E,i,j}, v_D) \quad (4.18)$$

festgelegt. Der Faktor θ wurde mit 0,375 empirisch definiert. Die Relativgeschwindigkeit⁵ v_D wurde nach Harmathy (1960) mit

$$v_D = 1,53 \left(\frac{g \Delta \varrho \sigma_1}{\varrho_l} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (4.19)$$

ermittelt. Diese beträgt für Wasser-Luft-Strömungen bei einer Temperatur von 30 °C und einem Druck von 4 bar etwa $0,25 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Die Blasengeschwindigkeiten hängen sehr stark von lokalen Strömungsbedingungen ab, sodass diese bei der Berechnung des Erwartungswerts berücksichtigt werden müssen. Grundsätzlich werden von diesem Algorithmus zwei Strömungsregime unterschieden:

- (1) Blasenströmung und
- (2) Pfropfenströmung.

Nicht-disperse Strömungsregime wie Ring- oder turbulent-aufgewühlte Strömungen werden nicht einbezogen, da diese aufgrund ihrer sehr hohen Oberflächendynamik anderer Analysemethoden bedürfen. Bei Vorliegen von Pfropfenströmung werden ferner drei Unterregionen unterschieden:

- (2a) Die Taylor-Blase bzw. Pfropfenblase selbst,
- (2b) der abwärts strömende Film um die Taylor-Blase herum und
- (2c) der Nachlaufbereich einer Taylor-Blase.

Cluster mit $d_i > 0,65 D$ werden als Taylor-Blase markiert. Nach Davies und Taylor (1950) sind Taylor-Blasen große Blasen in Projektilform, die im Querschnitt nahezu das Rohr ausfüllen. Taylor-Blasen werden ferner von kontinuierlichen Flüssigpfropfen unterbrochen, die kleine Blasen enthalten⁶ können. Größere Blasen in Kappenform, die formell nicht der Definition einer Taylor-Blase genügen, werden vom Algorithmus dennoch als eine solche markiert, da diese vergleichbare Strömungsstrukturen erzeugen. Der Wert 0,65 wurde gewählt, weil sich dann die Geschwindigkeit der umliegenden Flüssigphase nach der Kontinuitätsgleichung signifikant ändert.

⁵ Auch als Driftgeschwindigkeit bezeichnet.

⁶ Vgl. Abschnitt 2.1.1.

(1) Blasenströmung: Konnten keine Taylor-Blasen detektiert werden, liegt eine einfache Blasenströmung vor. Der Erwartungswert der Geschwindigkeit berechnet sich mit

$$v_{E,i} = v_{l,i} + v_D. \quad (4.20)$$

Die Geschwindigkeit der Flüssigphase wird mittels der Potenzgleichung für turbulente Strömungen (Beyerlein et al. 1985; Hibiki et al. 1998; Ishii et al. 2004)⁷

$$v_{l,i} = \frac{(\eta + 1)(2\eta + 1)}{2\eta^2} v_m \left(1 - \frac{r_i}{R}\right)^{\frac{1}{\eta}}, \quad (4.21)$$

mit dem Koeffizient η

$$\eta = 2,95 Re_1^{0,0805}, \quad (4.22)$$

der Reynoldszahl der Flüssigphase Re_1

$$Re_1 = \frac{D \cdot u_1}{\nu_1}, \quad (4.23)$$

und der mittleren Geschwindigkeit

$$v_m = u_1 + u_g \quad (4.24)$$

ermittelt. Die Randbedingungen der Gleichung (4.21), dass turbulente Strömung sowie ellipsoide Blasen vorliegen, sind für die meisten Rohrströmungen in guter Näherung erfüllt. Alternativ bzw. in Fällen, bei denen die Randbedingungen nicht erfüllt sind, kann als Erwartungswert ein mittleres Geschwindigkeitsprofil, welches z. B. durch Kreuzkorrelation erstellt wurde, Anwendung finden.

(2a) Taylor-Blase: Wurden eine oder mehrere Taylor-Blasen identifiziert, so handelt es sich um eine Pfropfenströmung. In diesem Fall werden drei weitere Bereiche definiert: Die Taylor-Blase, der seitliche Abwärtsfilm sowie der Nachlauf. Die Bereiche vor einer Taylor-Blase und nach einem Nachlauf werden als normale Blasenströmung behandelt. Die verschiedenen Bereiche sind in Abbildung 4.10 veranschaulicht. Die erwartete Geschwindigkeit von Taylor-Blasen wird nach Nicklin et al. (1962)⁸ berechnet:

$$v_{E,TB} = 1,2 v_m + 0,35 \sqrt{gD}. \quad (4.25)$$

⁷Vgl. Tabelle 2.1.

⁸Vgl. Tabelle 2.1.

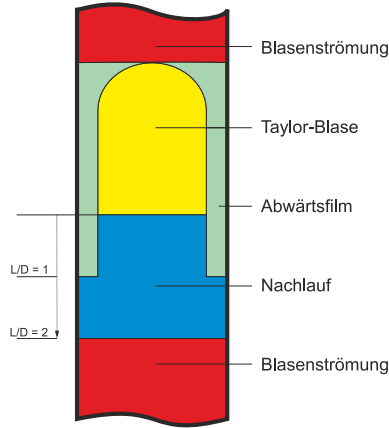


Abbildung 4.10: Schematische Darstellung der verschiedenen Strömungsregionen bei einer Pfropfenströmung

(2b) Abwärtsfilm: Als Abwärtsfilm wird der Ringbereich zwischen Taylor-Blase und Rohrwand definiert. Nach Kawaji et al. (1997) reicht er bis $1D \dots 1,25D$ nach dem Ende der Taylor-Blase und zerfällt anschließend sehr schnell. Um diese Länge in die entsprechende Zeit der dritten Dimension vom Rekonstruktionsarray zu berechnen, wird die Geschwindigkeit $v_{E,TB}$ aus Gleichung (4.25) verwendet. Die zu erwartende Geschwindigkeit der Flüssigphase kann unter Nutzung der Kontinuitätsbeziehung (Ahmad et al. 1998)

$$v_m \cdot A = v_{E,TB} \cdot A_{TB} + v_{AF,l} \cdot A_{AF} \quad (4.26)$$

ermittelt werden und man erhält

$$v_{AF,l} = v_m - (v_{E,TB} - v_m) \cdot \frac{A_{TB}}{A_{AF}}, \quad (4.27)$$

mit der Rohrquerschnittsfläche A , Querschnittsfläche der Taylor-Blase A_{TB} und der Fläche des Abwärtsfilms A_{AF} . Analog zur Gleichung (4.20) ergibt sich nun:

$$\begin{aligned} v_{E,AF} &= v_{AF,l} + v_D \\ &= v_m - (v_{E,TB} - v_m) \frac{A_{TB}}{A_{AF}} + 1,53 \left(\frac{g \Delta \varrho \sigma_1}{\varrho_l} \right)^{\frac{1}{4}}. \end{aligned} \quad (4.28)$$

Die Verwendung der Abwärtsfilm-Gleichung nach Fernandes et al. (1983) ist nicht zielführend, da diese Korrelation keine unterschiedlichen Volumenströme für die Flüssig- bzw. Gasphase berücksichtigt (Sylvester 1987).

(2c) Nachlauf: Der Nachlauf bildet den fluiddynamischen Übergang von der Taylor-Blase zur Blasenströmung, überlagert mit einem axial-symmetrischen Zirkulationsgebiet über dem gesamten Rohrquerschnitt. Der Nachlauf hat eine Länge von zwei Rohrdurchmessern (Hout et al. 2002; Y.-P. Liu et al. 2013). Grundsätzlich wird dieser Bereich ähnlich wie eine Blasenströmung gehandhabt. Die Gleichung (4.20) wird hier ebenso für die Berechnung der zu erwartenden Geschwindigkeit verwendet. Der zulässige Vertrauensbereich $\pm \Delta v$ ist groß genug, um die Geschwindigkeitsvarianzen des Nachlaufs aufzufangen. Zusätzlich wird, um den Effekten von verstärkter Blasenkoaleszenz und -zerfall ebenfalls gerecht zu werden, die Standardverteilung zur Volumenwahrscheinlichkeit $\sigma_{i,j}^{(V)}$ in Gleichung (4.12) mit zwei multipliziert.

4.2.1.4 Zuordnung und Geschwindigkeitsberechnung

Nachdem die Gesamtzugehörigkeitsfunktion Φ nach Gleichung (4.7) bestimmt wurde, kann das Clusterpaar (i, j) mit dem höchsten Wahrheitsgrad in der Matrix $\Phi_{i,j} = \max(\Phi)$ als Clusterzwilling identifiziert werden. Die Grade $\Phi_{i,j}$ der Clusterpaarungen, bei denen je Cluster einer der definierten Zwillinge beteiligt ist, werden zurückgesetzt. Die Zuordnungsprozedur wird solange wiederholt, bis alle Clusterzwillinge definiert wurden. Zwillinge mit Zugehörigkeitsgraden kleiner 1 % werden für die Zuordnung nicht mehr berücksichtigt, weil diese mit Rauscheffekten verbunden sind. Der Wert 1 % wurde empirisch ermittelt und ist vom Signal-Rausch-Verhältnis des jeweiligen Bilddatensatzes abhängig. Für jeden Clusterzwilling, und damit für jede physikalische Blase, kann nun die individuelle, axiale Geschwindigkeit mit

$$v_z = \frac{\Delta z}{t_2 - t_1} = \frac{f_S \cdot \Delta z}{N_{1,2}^{(\text{COM})}} \quad (4.29)$$

berechnet werden, wobei t_1 und t_2 die Zeitmarken des detektierten Schwerpunktes der Cluster je Ebene sind. Ebenso kann die radiale Geschwindigkeit

$$v_r = \frac{|\mathbf{r}_2| - |\mathbf{r}_1|}{t_2 - t_1} \quad (4.30)$$

berechnet werden, wobei \mathbf{r}_1 und \mathbf{r}_2 den radialen Clusterpositionen in beiden Ebenen entsprechen. Desweiteren ist die azimutale Geschwindigkeit durch

$$v_a = \arccos \left(\frac{\mathbf{r}_1 \cdot \mathbf{r}_2}{|\mathbf{r}_1| |\mathbf{r}_2|} \right) \cdot \frac{\mathbf{r}_1 \times \mathbf{r}_2}{|\mathbf{r}_1 \times \mathbf{r}_2|} \cdot \frac{r_{1,2}}{t_2 - t_1} \quad (4.31)$$

mit

$$r_{1,2} = \frac{|\mathbf{r}_1| + |\mathbf{r}_2|}{2} \quad (4.32)$$

gegeben.

Große Blasen können Oszillationen an ihren Oberflächen aufweisen, die Einfluss auf den Schwerpunkt der Blase haben. Außerdem treten Koaleszenz- und Trennungsprozesse auf. Um solche Einflüsse auf den Schwerpunkt im vorliegenden Algorithmus zu minimieren, werden die Zeitmarken t_1 und t_2 blasengrößenabhängig definiert. Für kleine und mittelgroße Blasen mit einem maximalen, kreisäquivalenten Durchmesser im Querschnitt kleiner als 8 mm werden die detektierten Masseschwerpunkte als Zeitmarke verwendet. Falls der maximale, kreisäquivalente Durchmesser im Querschnitt größer als 16 mm ist, werden die Blasennasen als Zeitmarke verwendet. Bei Blasen, die zwischen beiden Kriterien liegen, wird ein virtueller Zeitpunkt als lineare Interpolation zwischen Schwerpunkt und Nase verwendet.

Mit der Kenntnis der individuellen Blasengeschwindigkeiten können die korrekten Blasenvolumina analog zur Gleichung (4.9) berechnet werden. Ferner sind somit die individuellen, kugeläquivalenten Blasendurchmesser nach Gleichung (4.10) bestimmbar.

4.2.1.5 Qualifizierung

Phantomdatensatz: Der bereits vorgestellte Algorithmus zur Detektion von Zwillingsclustern muss, analog zum Blasendetektionsalgorithmus, qualifiziert werden. Dies erfolgt mit dem dort verwendeten Phantom⁹. In Phantom 1 sind insgesamt 173 Blasen einer Blasenströmung mit geringem Gasgehalt nachgebildet, sodass diese klar voneinander separierbar sind. Das Phantom wurde mittels Schrittmotor mit einer konstanten Geschwindigkeit $v_z = 0,5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ durch den Röntgentomographen gezogen. Deswegen wird das Geschwindigkeitsprofil aus den Gleichungen (4.20) und (4.21) mit dieser konstanten Geschwindigkeit ersetzt. In Abbildung 4.11 sind die jeweiligen Zugehörigkeitsfunktionen φ und die Wahrheitsfunktion Φ für ein Beispiel dargestellt.

⁹Vgl. Abschnitt 4.1.2 mit Abbildung 4.5.

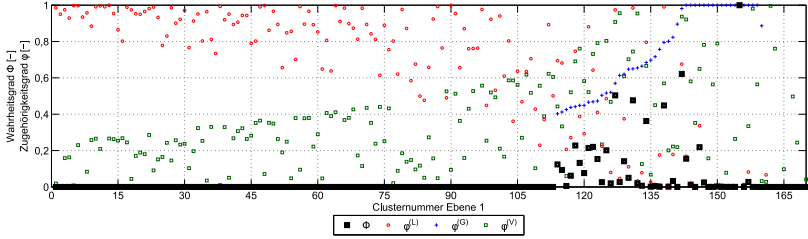


Abbildung 4.11: Beispielhafte Darstellung der Identifikation von Clusterzwillingen für die Phantommessung ($f_S = 1000$ Hz). Gezeigt werden die Wahrheits- und Zugehörigkeitsfunktionen für ein beispielhaftes Cluster der Abbildungsebene 2. Der höchste Wahrheitsgrad liegt bei Clusternummer 155 in der Ebene 1.

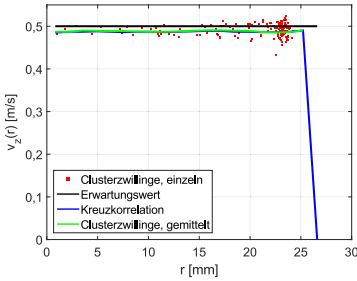
Die Zugehörigkeitsfunktion der Geschwindigkeit $\varphi^{(G)}$ entspricht einem Suchfenster, welches alle Clusterpaare ausschließt, bei denen $\varphi^{(G)} = 0$ gilt. Die Zugehörigkeitsfunktion für die laterale Bewegung zeigt für das gegebene Beispiel viele Grade mit $\varphi^{(L)} > 0,7$ auf. Das hängt damit zusammen, dass die dazugehörige Standardabweichung $\sigma^{(L)}$ zur resultierenden, axialen Clusterpaargeschwindigkeit¹⁰ indirekt proportional ist. Somit ergeben sich für hohe Differenzen zwischen den Clusterzeitmarken sehr geringe Clustergeschwindigkeiten und entsprechend hohe Standardabweichungen der Lateralbewegungen. Die deswegen häufig auftretenden hohen Zugehörigkeitsgrade für die Lateralbewegung zweier Cluster werden jedoch mittels der Geschwindigkeitszugehörigkeitsfunktion ausgeblendet und beeinflussen den weiteren Zuordnungsprozess nicht.

Schließlich wird die gesamte Zugehörigkeitsfunktion als Wahrheitsfunktion, ob ein Clusterpaar als Zwilling definiert werden kann, nach Gleichung (4.7) berechnet. Der maximale Wahrheitsgrad liegt im Beispiel beim Cluster 155 der Ebene 1. Die zum besseren Verständnis eindimensionale Darstellung in Abbildung 4.11 soll nicht darüber hinwegtäuschen, dass der gesamte Zuordnungsprozess zweidimensional abläuft: Jedes Cluster einer Abbildungsebene bildet mit jedem Cluster der zweiten Ebene ein Paar und wird entsprechend in der Matrix $\Phi_{i,j}$ berücksichtigt.

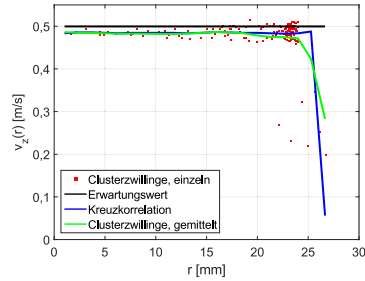
Als Ergänzung zur Zwillingsmethode wurde die Kreuzkorrelation¹¹ auf die Phantomdatensätze angewandt. In Abbildung 4.12 werden die Ergebnisse vergleichend als radiale Geschwindigkeitsprofile gezeigt. Bei allen drei

¹⁰Vgl. Gleichungen (4.9) und (4.16).

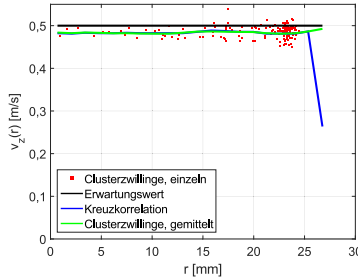
¹¹Vgl. Gleichungen (2.34) und (2.37).



(a) Phantom 1, 2x1000 Hz



(b) Phantom 1, 2x2000 Hz



(c) Phantom 1, 2x2500 Hz

Abbildung 4.12: Ergebnisse der Zwillingsmethode am Phantom 1 im Vergleich mit der Kreuzkorrelation

Diagrammen zeigt sich eine leichte Unterschätzung der Geschwindigkeiten um etwa 4 %. Die Einheitlichkeit beider Methoden bei allen drei Frequenzen deutet auf eine systematische Abweichung hin. Die Ursache liegt in den Tomographieebenen, welche vom rotierenden Röntgenstrahlfächer zwischen Elektronenstrahlbrennfleck auf dem Target und den Detektorenpixel definiert werden¹². Diese Ebenen sind streng genommen keine zweidimensionalen Geometrien, sondern dünne, hohlkegelförmige Volumina, deren Wanddicke vom Radius abhängen. Aus diesem Grund kann der Ebenenabstand bisher nur als Näherung angegeben werden. Die Dicke variiert zwischen $\Delta z = 10,2 \dots 10,8$ mm pro Strahlumlauf, woraus sich die leichte, systematische Geschwindigkeitsunterschätzung ergibt. Dennoch zeigen die

¹²Vgl. Abbildung 2.9 (b).

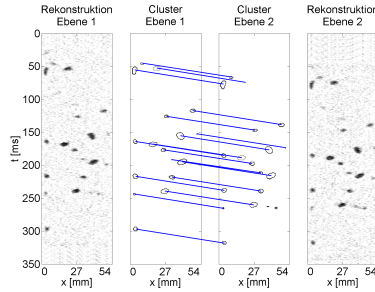


Abbildung 4.13: Schnittdiagramme mit Markierung zugeordneter Zwillinge sowie die dazugehörigen rekonstruierten Rohdaten der 1000-Hz-Phantommessung

Geschwindigkeitsprofile jeweils eine sehr gute Übereinstimmung mit der erwarteten Geschwindigkeit. Desweiteren sind die Profile der Zwillingsmethode und der Kreuzkorrelation nahezu identisch. Leichte Unterschiede finden sich ausschließlich nahe der Phantomwandung und rühren von den verschiedenen Mittelungsmethoden bzw. von Rausch- und Verschmierungseffekten in den Rekonstruktionen (vgl. Abb. 4.12 (b)) her.

Die Plausibilität der Clusterzuordnung kann anhand von Seitenansichten, wie in Abbildung 4.13 dargestellt, erfolgen. Diese Schnittdiagramme zeigen die Ergebnisse der Segmentierung für beide Ebenen, wobei jeder definierte Clusterzwilling mit einer blauen Linie verbunden wurden. Die Neigung aller Linien ist nahezu identisch und verdeutlicht die konstante Axialgeschwindigkeit des Phantoms. Im Vergleich beider Ebenenansichten kann gefolgert werden, dass alle Zwillinge korrekt gefunden wurden.

Reale Zweiphasenströmungen: Die zweite Qualifizierungsstufe erfolgt anhand von realen Zweiphasenströmungen. Damit kann zudem die volle Funktionalität der Zugehörigkeitsfunktion für Geschwindigkeit durch die Näherung in Gleichung (4.21) nachgewiesen werden. Es wurden zwei Blasenströmungen mit Gasgehalten gewählt, bei denen eine eindeutige, visuelle Ergebnisüberprüfung möglich ist. Deren experimentelle Randbedingungen waren:

- Leerrohrgeschwindigkeit Wasser $u_1 = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}$,
- Leerrohrgeschwindigkeiten Luft $u_{g,1} = 0,0025 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $u_{g,2} = 0,0368 \frac{\text{m}}{\text{s}}$,

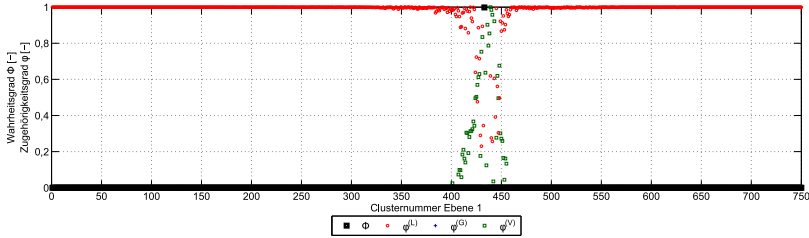


Abbildung 4.14: Fallbeispiel 1, $u_{g,1} = 0,0025 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $u_l = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Beispielhafte Darstellung der Wahrheits- und Zugehörigkeitsfunktionen für ein beispielhaftes Cluster der Bildebene 2. Der höchste Wahrheitsgrad liegt bei Clusternummer 433 in der Ebene 1.

- Scanposition an $\frac{L}{D} = 60$,
- Abtastfrequenz jeweils $f_s = 2 \times 2500 \text{ Hz}$,
- Abtastzeit jeweils $t_{\text{mess}} = 10 \text{ s}$.

In Abbildung 4.14 sind, ähnlich zur Abbildung 4.11, die Wahrheits- und Zugehörigkeitsfunktionen für ein beispielhaftes Cluster der Ebene 2 dargestellt. Die Wahrheitsfunktion Φ zeigt hier genau ein Maximum mit dem Grad $\Phi = 1$. Der Grund dafür liegt in der geringen Blasenanzahl, die während der Scanzeit von 10 s durch die Tomographieebenen strömen. Folglich hat nur das Cluster 433 aus Ebene 1 nahezu gleiche Eigenschaften wie das beispielhafte Cluster der Ebene 2.

Dies steht im Unterschied zum Fallbeispiel 2 mit einer deutlich höheren Blasenanzahl (etwa 12000). In Abbildung 4.15 sind die Wahrheits- und Zugehörigkeitsfunktionen für ein beispielhaftes Cluster der Ebene 2 dargestellt. Die Zugehörigkeitsfunktion der Geschwindigkeit zeigt hier mehrere Werte mit $\varphi^{(G)} > 0$, sodass im Unterschied zu Fallbeispiel 1 mehrere Blasen im Suchfenster vorhanden sind. Trotzdem existiert ein klares Maximum in der Wahrheitsfunktion beim Cluster 4925 der Ebene 2, sodass eine Zwillingsszuordnung eindeutig erfolgen kann.

In Abbildung 4.16 sind jeweils die radialen Geschwindigkeitsprofile aufgetragen. Aus diesen können vier wichtige Schlüsse zur Ermittlung der Zugehörigkeitsfunktion der Geschwindigkeit gezogen werden:

- Nahezu alle definierten Clusterzwillinge sind klar innerhalb des Bereichs, in dem $\varphi^{(G)} = 1$ gilt. Die Breite des Suchfensters wurde somit

¹³Vgl. Abbildung 4.9.

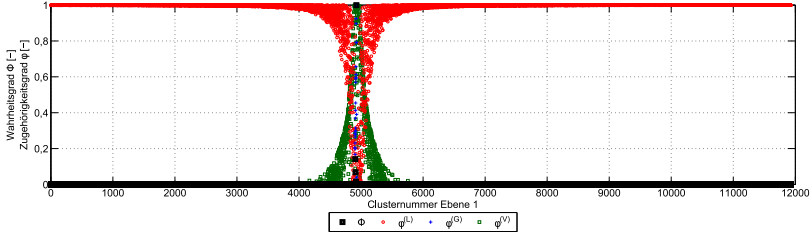


Abbildung 4.15: Fallbeispiel 2, $u_{g,2} = 0,0368 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $u_l = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Beispielhafte Darstellung der Wahrheits- und Zugehörigkeitsfunktionen für ein beispielhaftes Cluster der Bildebene 2. Der höchste Wahrheitsgrad liegt bei Clusternummer 4925 in der Ebene 1.

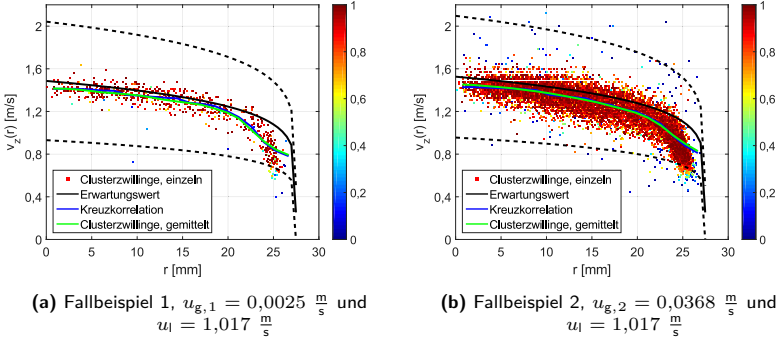


Abbildung 4.16: Ergebnisse der Zwillingsmethode an realen Zweiphasenströmungen im Vergleich mit der Kreuzkorrelation. Die schwarz gepunktete Linien entsprechen den Grenzen $v_{E,i,j} \pm \Delta v$, wo der Zugehörigkeitsgrad $\varphi^{(G)} = 1$ ist¹³. Die Farbskala zeigt den Wahrheitsgrad Φ von Clusterzwillingen.

nicht zu eng gewählt. Folglich werden die Zwillinge überwiegend durch die Eigenschaften „Volumen“ und „Lateralbewegung“ innerhalb eines Suchfensters, basierend auf dem Erwartungswert, bestimmt.

- Die horizontale Abweichung zwischen Erwartungswert und Geschwindigkeitsprofil nahe der Rohrwand (bei $r \geq 23 \text{ mm}$) wird dadurch verursacht, dass die Ergebnisse der Zwillingsmethode als einzelne Punkte an der radialen Position des Schwerpunktes aufgetragen werden. Da

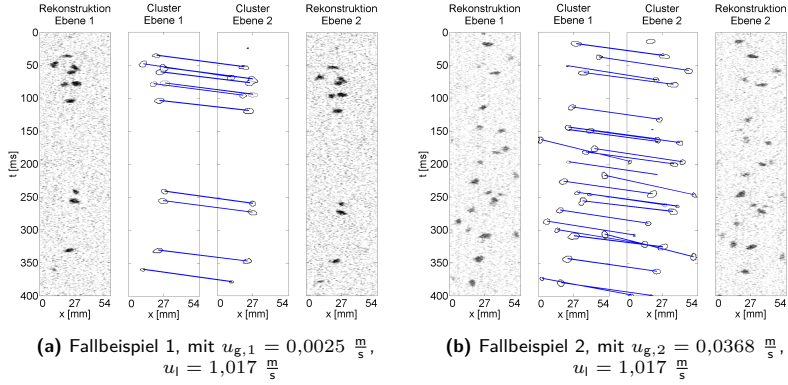


Abbildung 4.17: Schnittdaten mit Markierung zugeordneter Zwillinge sowie die dazugehörigen, rekonstruierten Rohdaten für reale Zweiphasenströmungen

der minimal detektierbare Blasendurchmesser 2 mm beträgt, reicht jede Blase mindestens 1 mm von ihrem Auftragungspunkt weiter zur Rohrwand hin. Die horizontale Abweichung spiegelt folglich die halbe Blasenbreite wieder.

- Die durch Mittelung der Ergebnisse der Zwillingmethode erhaltenen Geschwindigkeitsprofile weisen nur geringe Abweichungen vom erwarteten Geschwindigkeitsprofil auf. Die Ursache der horizontalen Abweichungen ist im Anstrich zuvor erklärt worden. Die Anwendung der Gleichungen (4.20) und (4.21) zur Berechnung des Erwartungswertes hat folglich keinen negativen Einfluss auf das Gesamtergebnis, sodass deren Verwendung begründet ist.
- Die radialen Geschwindigkeitsprofile der Kreuzkorrelation und der Zwillingmethode sind für beide Fallbeispiele realer Zweiphasenströmungen nahezu identisch.

Visuelle Bestätigungen zur korrekten Clusterzuordnung können mittels Abbildung 4.17 erfolgen. Wie bereits in Abbildung 4.13 sind in den Schnittdaten beider Bildebenen die zugeordneten Cluster mit einer blauen Linie verbunden. Es kann klar gezeigt werden, dass die Zuordnung sehr zufriedenstellend erfolgt und mit dieser Methode Einzelblasengeschwindigkeiten

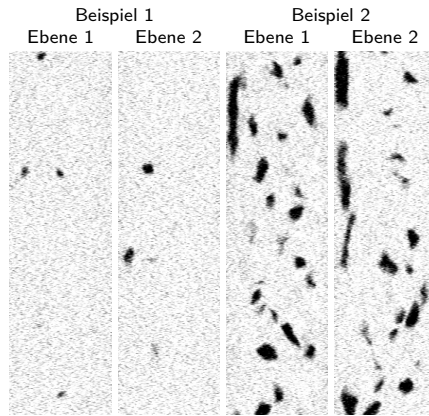


Abbildung 4.18: Zwei Beispiele für unterschiedliche Seitenansichten bei beiden Bildebenen trotz identischer Strömung

eindeutig ermittelt werden können. Vor allem im Beispiel 2 zeigen die unterschiedlichen Neigungen der Linien die geringeren Axialgeschwindigkeiten nahe der Rohrwand sowie auftretende Geschwindigkeitsfluktuationen.

4.2.2 Nutzung morphologischer Eigenschaften

In Strömungsfällen, bei denen die Blasen nur eine sehr geringe Geschwindigkeit haben, wird die Verweilzeit der Blasen zwischen beiden Abtastebenen größer. Folglich steigt die Wahrscheinlichkeit und das Maß von Lateralbewegungen der Blase. Das führt dazu, dass die qualitativen Ergebnisse zwar recht gut den Gasgehalt wiedergeben, doch werden teilweise recht unterschiedliche Muster und Strukturen der Blasen abgebildet. Dies trifft bei Strömungen im Gleichstromprinzip (sowohl aufwärts als auch abwärts) und vor allem im Gegenstromregime zu. Zwei entsprechende Beispiele zur Veranschaulichung, die unterschiedliche Seitenansichten aus gleichen Bilddatensätzen zeigen, werden in Abbildung 4.18 gezeigt.

Bei entsprechenden Bedingungen sind die oben vorgestellten Methoden zur Geschwindigkeitsbestimmung mittels Kreuzkorrelation und Zwillingsmethode nur eingeschränkt verwendbar. Um dennoch gute Geschwindigkeitsergebnisse erzielen zu können, soll eine weitere Methode vorgestellt werden, die die morphologischen Eigenschaften einer tomographierten und re-

konstruierten Blase nutzt. Mit Morphologie wird hier vor allem das Längen-Breiten-Verhältnis einer Blase gemeint.

Während der Segmentierung und der anschließenden Weiterverarbeitung der segmentierten Daten wird für jede Blase der maximale, kreisäquivalente Durchmesser

$$d_{\max} = \sqrt{\frac{4 A_{\max}}{\pi}} \quad (4.33)$$

mit der maximal auftretenden Blasenquerschnittsfläche

$$A_{\max} = \max(A_k) \quad (4.34)$$

berechnet. Da der maximal auftretende, kreisäquivalente Durchmesser einer Blase nach der Segmentierung die einzig bekannte reelle Größe ist, wird dieser als Startwert verwendet. Unter Verwendung der Gleichung (2.14) können die jeweiligen Eötvös-Zahlen der Blasen und die Längen-Breiten-Verhältnisse nach Tabelle 2.4 berechnet werden. Über die Beziehung

$$v_z = \frac{d_{\max} \cdot \bar{E}}{\Delta k} \quad (4.35)$$

wird die mittlere, axiale Blasen Geschwindigkeit ermittelt. Das entsprechende Blasenvolumen V und der kugeläquivalente Durchmesser $d_{\text{äq}}$ werden analog zu Gleichung (4.8) respektive (4.10) berechnet. Da die zu Beginn berechnete Eötvös-Zahl nicht vom kugeläquivalenten Durchmesser abhängt, sondern mit dem maximal auftretenden Querschnittsdurchmesser berechnet wurde, werden die Berechnungsschritte iterativ wiederholt, bis folgendes Abbruchkriterium erfüllt ist:

$$\left| d_{\text{äq}}^i - d_{\text{äq}}^{i-1} \right| < 10^{-6}. \quad (4.36)$$

Die mittlere, seitliche Bewegung einer Blase kann am besten über eine Gerade im dreidimensionalen Raum ermittelt werden. Diese wird mittels linearer Regression durch die Schwerpunkte jedes Bildschnittes einer Blase angenähert. Analog zu den Gleichungen (4.30) und (4.31) in der Zwillingsmethode können unter Verwendung der Regressionsgeraden zwischen Blasenanfang und -ende die radialen und azimuthalen Geschwindigkeiten berechnet werden.

Eine Qualifizierung des Algorithmus mittels Phantomen ist im konkreten Fall nicht möglich. Die gleichmäßige Geschwindigkeit, mit denen Phantome durch den Röntgentomographen gezogen werden, verzerren die Blasenformen, sodass die Gleichungen in Tabelle 2.4 ihre Gültigkeit verlieren. Ebenso wäre ein Vergleich mit den beiden Methoden der Kreuzkorrelation und der

Clusterpaare nicht zielführend, da diese bei sehr niedrigen Geschwindigkeiten nur bedingt zu vertrauenswürdigen Ergebnissen führen.

Eine geeignete Methode zur Qualifizierung soll dem Kapitel 5 bereits vorgegriffen werden. Die Ergebniskontrolle erfolgt durch Berechnung der Gasleerrohrgeschwindigkeit aus den Daten von Gasgehalt und Geschwindigkeit als querschnittsskalierten Volumenstrom nach Beyer et al. (2010):

$$u_{g,\text{mess}} = \frac{\dot{V}_g}{A} = \frac{2}{R^2} \int_0^R \epsilon(r) \cdot v_g(r) \cdot r \cdot dr = \langle \epsilon \cdot v_z \rangle. \quad (4.37)$$

Im Falle von Einzelblasenergebnissen gilt auch:

$$u_{g,\text{mess}} = \sum_{i=1}^N \epsilon_i \cdot v_{i,z}. \quad (4.38)$$

Da die zu berechnende Größe stark druckabhängig ist, muss der Druckbezug zur Einspeisung mit

$$u_{g,\text{ein}} = \Pi \cdot u_{g,\text{mess}} \quad (4.39)$$

und unter Anwendung des Boyle'schen Gesetzes mittels Verhältnis der Drücke

$$\Pi = \frac{p_{\text{mess}}}{p_{\text{ein}}} \quad (4.40)$$

hergestellt werden. Diese druckkorrigierte Leerrohrgeschwindigkeit $u_{g,\text{ein}}$ kann anschließend mit den Einspeisewerten verglichen werden. Als Beispiele wurden zwei Gegenströmungen ausgewählt. Beide Strömungen wurden bereits für die seitlichen Schnittansichten in Abbildung 4.18 verwendet. Die experimentellen Randbedingungen hierzu sind:

- Leerrohrgeschwindigkeiten Wasser $u_{1,1} = -0,0997 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $u_{1,2} = -0,1067 \frac{\text{m}}{\text{s}}$,
- Leerrohrgeschwindigkeiten Luft $u_{g,1} = 0,0025 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $u_{g,2} = 0,0096 \frac{\text{m}}{\text{s}}$,
- Scanposition an $\frac{L}{D} = 60$,
- Abtastfrequenz jeweils $f_S = 2 \times 1000 \text{ Hz}$,
- Abtastzeit jeweils $t_{\text{mess}} = 10 \text{ s}$.

In Abbildung 4.19 werden die quantitativen Ergebnisse von Gasgehalt und Geschwindigkeit dargestellt. Zur Ermittlung der Geschwindigkeiten wurde die Blasenformenkorrelation nach Wellek et al. (1966) verwendet. Der

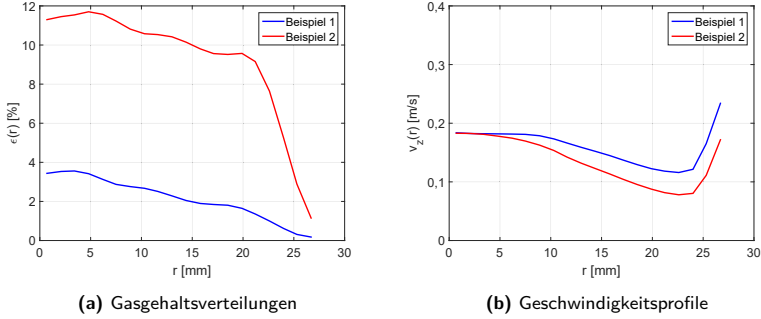


Abbildung 4.19: Quantitative Ergebnisse für Beispiel 1 mit $u_{l,1} = -0,0997 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $u_{g,1} = 0,0025 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ sowie Beispiel 2 mit $u_{l,2} = -0,1067 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $u_{g,2} = 0,0096 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ zur Berechnung der Gasleerrohrgeschwindigkeit mittels morphologischer Methode

radiale Verlauf der Geschwindigkeiten zeigt jeweils einen von etwa $0,2 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ in der Rohrmitte leicht abfallenden Verlauf, wobei dieser im Wandbereich einen starken Anstieg auf etwa $0,25 \dots 0,3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ aufweist. Wird die Driftgeschwindigkeit von Luftblasen in Wasser (etwa $0,25 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, nach Harmathy 1960) abgezogen, ergibt sich eine Geschwindigkeit der Flüssigphase von etwa $0 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ an der Wand. Damit wäre die Haftungsbedingung für Strömungen an Wänden erfüllt, was die Plausibilität der Ergebnisse unterstreicht. Analog dazu kann nach Gleichung (4.37) die Leerrohrgeschwindigkeit der Flüssigphase in guter Näherung ermittelt werden:

$$u_{l,\text{mess}} = \frac{\dot{V}_l}{A} = \frac{2}{R^2} \int_0^R (1 - \Pi \cdot \epsilon(r)) \cdot (v_z(r) - v_D) \cdot r \cdot dr. \quad (4.41)$$

Obwohl Wasser ein inkompressibles Medium ist, muss das Druckverhältnis nach Gleichung (4.40) beachtet werden, da die Leerrohrgeschwindigkeit der Flüssigphase über den Gasgehalt indirekt ermittelt wird. Die jeweiligen Ergebnisse für beide Beispiele sind in Tabelle 4.3 notiert.

Die Gasleerrohrgeschwindigkeiten werden jeweils in beiden Beispielen sehr gut durch die druckangepassten Werte erreicht. Die nach Gleichung (4.41) berechnete Flüssigleerrohrgeschwindigkeit in Beispiel 2 stimmt ebenfalls mit dem eingespeisten Wert sehr gut überein. Der berechnete Wert für Beispiel 1 wurde etwas zu niedrig bestimmt. Gründe hierfür liegen zum einen beim niedrigen Gesamtgasgehalt von etwa $\epsilon_1 = 1,6 \%$. Zum anderen

| | $u_{g,ein}$ | $\frac{m}{s}$ | $u_{g,ein,ROFEX}$ | $\frac{m}{s}$ | $u_{l,ein}$ | $\frac{m}{s}$ | $u_{l,ein,ROFEX}$ | $\frac{m}{s}$ |
|------------|-------------|---------------|-------------------|---------------|-------------|---------------|-------------------|---------------|
| Beispiel 1 | 0,0025 | | 0,0024 | | -0,0997 | | -0,0735 | |
| Beispiel 2 | 0,0096 | | 0,0092 | | -0,1067 | | -0,1021 | |

Tabelle 4.3: Vergleich eingespeister und mittels morphologischer Methode berechneter Leerrohrgeschwindigkeiten für die Gas- und Flüssigphase

ist die statistische Sicherheit nahe der Wand aufgrund der wenigen Blaszahlen sehr gering. Der Gasgeschwindigkeitswert von etwa $v_z = 0,25 \frac{m}{s}$ dürfte ein wenig zu hoch bestimmt worden sein, wenn man die oben genannte Haftungsbedingung der Flüssigphase an der Wand beachtet. Nach Gleichung (4.41) wird folglich in diesem Bereich der Volumenstrom von Wasser unterschätzt, was zu einer zu niedrig bestimmten, gesamten Leerrohrgeschwindigkeit der Gasphase führt.

4.2.3 Fazit

Die Resultate der Qualifizierung zeigen, dass sowohl die Zwillingsmethode als auch die morphologische Methode geeignete Module zur Ermittlung von Gasgeschwindigkeiten sind. Beide Methoden weisen zudem den Vorteil auf, Ergebnisse für Einzelblasen zu erzielen. Rückschlüsse auf wirkende Kräfte können somit abhängig von Blasengröße, Position und evtl. umgebenden Blasen gezogen werden. Demzufolge stellen beide Methoden einen wichtigen Entwicklungsschritt gegenüber der Kreuzkorrelation dar.

Eine separate Fehlerabschätzung für beide Methoden ist nicht explizit möglich, da die Fehler beider Verfahren vielmehr eine Überlagerung von Fehlern vorher durchgeführter Verarbeitungsprozesse darstellen. Vor allem der starke Einfluss der rekonstruierten Bildqualität auf die Verarbeitungsgüte des Segmentierungsalgorithmus ist hier zu nennen. Als originärer Fehler der Geschwindigkeitsermittlung in diesem Bildgebungsverfahren ist der Diskretisierungsfehler aufzuzählen. Dieser ist sowohl für beide neu vorgestellte Methoden, als auch für die Kreuzkorrelation gültig. Er ist im Wesentlichen abhängig von:

- Der Blasengeschwindigkeit,
- der Abtastfrequenz sowie
- dem Abstand der Abbildungsebenen.

Zur Abschätzung der Blasengeschwindigkeit wird die mittlere Gasgeschwindigkeit im Rohr verwendet, die sich aus der Summe der Leerrohrgeschwin-

digkeiten und der Driftgeschwindigkeit zusammensetzt. Demzufolge ergibt sich als querschnittsgemittelter, relativer Diskretisierungsfehler für die axiale Blasengeschwindigkeit:

$$\frac{\Delta v_z}{v_z} = \frac{v_{g,m}}{f_S \cdot \Delta z} \cdot 100 \% = \frac{u_1 + u_g + v_D}{f_S \cdot 10,2 \text{ mm}} \cdot 100 \% \quad (4.42)$$

Der Diskretisierungsfehler muss folglich für jede Strömungsform separat berechnet werden. Entsprechend Gleichung (4.42) kann ebenfalls die minimal nötige Frequenz berechnet werden, um einen bestimmten Fehlerwert nicht zu überschreiten. Für alle nachfolgenden untersuchten Strömungen ist ein maximaler Fehler von $\frac{\Delta v_z^{\max}}{v_z} = \pm 10 \%$ vorgesehen.

5 Validierung der neuen Auswerteverfahren

Zur Validierung der Bildgebungstechnik und den in Kapitel 4 beschriebenen Verarbeitungsverfahren ist ein Vergleich mit etablierten Messtechniken im äquivalenten Einsatzbereich erforderlich. Der Gittersensor ist demnach gut für solch einen Vergleich geeignet. Ähnliche vergleichende Studien zur Einordnung der Röntgentomographie an Zweiphasenströmungen wurden bereits von Prasser et al. (2005) und Z. Zhang et al. (2013) beschrieben. Spezielle Randbedingungen dieser Untersuchungen werden in Tabelle 5.1 aufgelistet. Jedoch genügen die Versuchskriterien beider Studien nicht für ein umfangreiches Fazit. Beide Veröffentlichungen zeigten grundlegend gut übereinstimmende Ergebnisse zwischen beiden Bildgebungsverfahren. In Prasser et al. (2005) wurden qualitative Ergebnisse und globale Gasgehaltswerte vorgestellt. Z. Zhang et al. (2013) konnten bereits quantitative Ergebnisse wie Geschwindigkeits- und Blasengrößenverteilungen präsentieren. Jedoch waren beide Bildgebungstechniken jeweils nur mit einer Bildebene ausgeführt, weshalb die Bestimmung der Geschwindigkeiten mittels Kreuzkorrelation zwischen Tomographen und Gittersensor erfolgte. Demzufolge wurde ein neuer Versuchsaufbau anstelle des vertikalen Titanrohrs

| Bereich | Eigenschaft | Prasser et al. (2005) | Z. Zhang et al. (2013) |
|--------------|------------------|--|---|
| Tomograph | Abtaste | 263 Hz | 2500 Hz |
| | Räuml. Auflösung | 2,6 mm | 1 mm |
| | Rekon. Auflösung | 0,495 mm | 0,39 mm |
| Gittersensor | Größe | 16x16 | 24x24 |
| | Abtaste | 1053 Hz | 2500 Hz |
| | Drahtstärke | 0,12 mm | 0,12 mm |
| Versuch | Rohrdurchmesser | 42 mm | 50 mm |
| | Aufnahmezeit | 4 s | 2 s |
| | Medien | Wasser / Luft | Wasser / Luft |
| | u_g | 0,02 ... 0,4 $\frac{\text{m}}{\text{s}}$ | 0,02 ... 0,38 $\frac{\text{m}}{\text{s}}$ |
| | u_l | 0 ... 0,69 $\frac{\text{m}}{\text{s}}$ | 0,1 ... 1,0 $\frac{\text{m}}{\text{s}}$ |
| | $\frac{L}{D}$ | 28,3 | 18 |

Tabelle 5.1: Randbedingungen der Studien Prasser et al. (2005) und Z. Zhang et al. (2013) zum Vergleich zwischen Gittersensor und Röntgentomograph

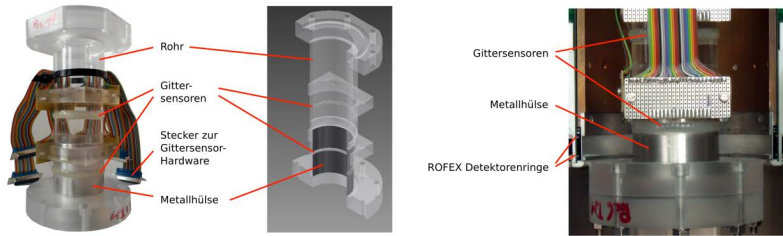


Abbildung 5.1: (links) Foto und isometrische CAD-Ansicht des Versuchmoduls.
(rechts) Detailansicht des Moduls innerhalb des Röntgentomographen.

konstruiert und umfangreiche Experimente zum direkten Vergleich zwischen schneller Röntgentomographie und Gittersensor durchgeführt.

5.1 Aufbau und Versuche

Anstelle des vertikalen Titanrohres wurde ein aus verschiedenen Abschnitten zusammengesetztes, etwa 5 m langes Plastikrohr eingebaut. Der Rohrinwendurchmesser entspricht 54 mm und ist somit dem des ersetzten Titanrohres nahezu identisch. Der prinzipielle Aufbau, wie in Abbildung 3.1 für aufwärts gerichtete Strömungen dargestellt, bleibt unverändert bestehen. Herzstück des eingesetzten Plastikrohres ist ein Modul, bei dem Tomographie- und Gittersensormessungen mit minimal vertikalem Abstand ermöglicht werden. In Abbildung 5.1 wird dieses Modul mit seinen Bestandteilen gezeigt. Die feste Position für die Tomographie- und Gittersensorebene befindet sich mit einem Längen-Durchmesser-Verhältnis von $L/D = 50,7$ oberhalb der Gaseinspeisemodule. Die verwendeten Einspeisemodule sind mit den Modulen aus den Studien am Titanrohr (siehe Abbildung 3.2) identisch. In der eigentlichen Testsektion sind zwei 16×16 Gittersensoren mit einem axialen Abstand von $a_{WMS} = 63$ mm fest eingebaut. Dieser axiale Abstand ist identisch mit dem Abstand von Hochtemperaturgittersensoren, welche ebenfalls bei den Titanrohrexperimenten verwendet worden sind (s. Abschnitt 3.2). Die Drähte des Gittersensors haben eine Stärke von 0,5 mm und einen Abstand von etwa 3,4 mm.

Zwei Metallhülsen mit einer Wandstärke von 0,5 mm befinden sich direkt vor und nach dem ersten Gittersensor. Diese Hülsen aus Stahl verursachen eine ähnliche Schwächung und Strahlaufhärtung wie das Titanrohr. Demzufolge sind die Scanpositionen für den Tomographen im Bereich der

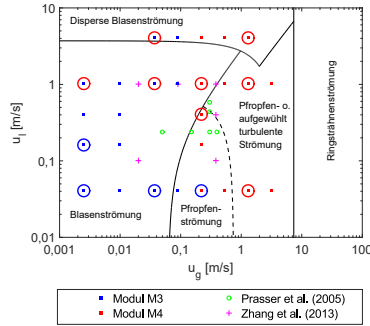


Abbildung 5.2: Durchgeführte Experimente als Punkte in einer Strömungskarte nach Taitel et al. (1980) visualisiert. Die mit Kreisen markierten Regime werden vorgestellt und diskutiert. Blaue Kreise: ROFEX-Abtastrate 2x1000 Hz, rote Kreise: 2x2500 Hz.

Metallhülsen. Der Abstand der obersten Tomographieebene zu den Sensordrähten des ersten Gittersensors beträgt knapp 5 mm. Somit können die Ergebnisse des Tomographen und des Gittersensors direkt miteinander verglichen werden, da Veränderungen innerhalb der Zweiphasenströmung bei einem Abstand von kleiner als $0,1D$ vernachlässigbar sind. Die durchgeführten Vergleichsversuche erfolgten in Anlehnung an die aufwärts gerichteten Versuche am Titanrohr. In Abbildung 5.2 sind die Matrixpunkte in einer Strömungskarte nach Taitel et al. (1980) dargestellt. Insgesamt wurden 28 Kombinationen von verschiedenen Volumenströmen für Wasser und Luft untersucht. Die dabei auftretenden Strömungsformen waren Blasenströmung, Pfropfenströmung und turbulent-aufgewühlte Strömung. Die experimentellen Randbedingungen sind ein Absolutdruck von $p = 3$ bar am oberen Rohrende sowie eine Temperatur von $t = 30$ °C. Die Abtastfrequenzen wurden in Abhängigkeit von der mittleren auftretenden Gasgeschwindigkeit gewählt:

- 2x1000 Hz am ROFEX für geringe Aufstiegsgeschwindigkeiten,
- 2x2500 Hz am ROFEX für mittlere und hohe Gasgeschwindigkeiten sowie
- 5000 Hz je Gittersensor für alle Punkte.

Zusätzlich zur durchgeführten Validierungsstudie sind in Abbildung 5.2 frühere Untersuchungen von Prasser et al. (2005) und Z. Zhang et al. (2013) eingetragen. Die mit einem Kreis markierten Regime werden im folgenden Unterkapitel als Ergebnis der Vergleichs- und Validierungsexperimente diskutiert.

5.2 Ergebnisse

In Abbildung 5.3 sind beispielhafte Seitenansichten für sechs verschiedene Kombinationen von Flüssig- und Gasvolumenströmen abgebildet. Dabei wurden alle vier verschiedenen Abtastebenen berücksichtigt. Generell ähneln sich die Ergebnisse zwischen den beiden Bildgebungsverfahren sehr. Aufgrund des größeren axialen Abstandes der beiden Gittersensoren sind die Gittersensoransichten zwar gut vergleichbar, allerdings ist ein Einzelblasenvergleich, wie bei den Tomographieergebnissen, nur teilweise möglich. Die besten Übereinstimmungen sind bei den drei Beispielen der Blasenströmungen zu erkennen, besonders im Fall 5.3 (c), wo der Volumenstrom der Flüssigphase hoch ist. Bei geringeren Flüssigvolumenströmen sind größere Unterschiede zwischen den beiden Gittersensorergebnissen deutlich zu sehen.

In den Beispielen 5.3 (d) und 5.3 (f) sind anstelle von Seitenansichten Seitenschnittbilder dargestellt. Der Grund liegt in den hohen Gasgehalten und in der hohen Blasenanzahl, sodass in den Seitenansichten große Blasen in der Rohrmitte durch kleine Blasen nahe der Rohrwand komplett verdeckt werden. Sehr auffällig dabei ist, dass offensichtlich viele kleine Blasen durch Röntgentomographen und Verarbeitungsalgorithmen nicht erfasst werden. Dies zeigt sich besonders im Beispiel 5.3 (f) mit einer mittleren Blasengeschwindigkeit von etwa $2,5 \dots 2,6 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, im Gegensatz zum Beispiel 5.3 (d) mit einer mittleren Geschwindigkeit von etwa $0,5 \dots 0,6 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Dies lässt sich auf konstruktive und technische Randbedingungen des tomographischen Scanners zurückführen. Dieses Problem ließe sich prinzipiell durch eine höhere Abtastfrequenz umgehen. Durch die damit einhergehende Verringerung der Anzahl von Projektionen und den Verlust an Tiefeninformation ist dies jedoch nicht zielführend. Eine höhere Abtastfrequenz verschlechtert folglich den Kontrast der abgebildeten Phasen im rekonstruierten Bild, was eine Blasenerkennung sehr erschweren würde. Damit lassen sich zwei erste qualitative Schlüsse ziehen:

- Im Bereich mittlerer Gasgeschwindigkeiten kleiner $0,5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ zeigt der Röntgentomograph vertrauenswürdiger Ergebnisse als der Gittersen-

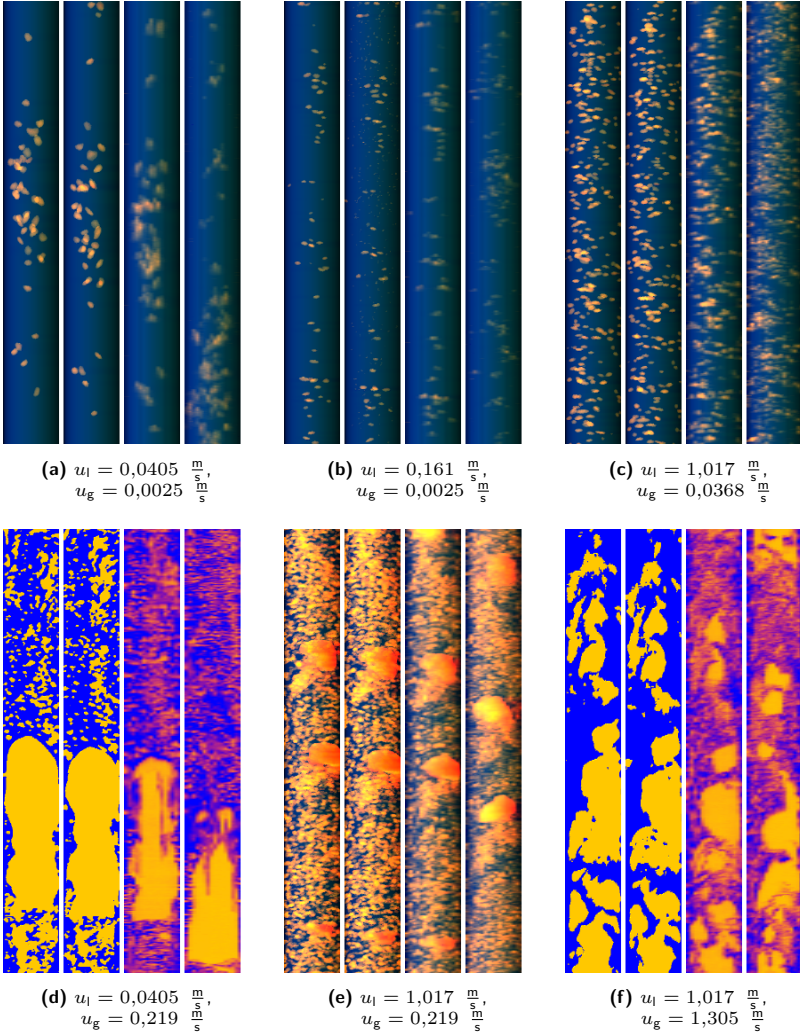


Abbildung 5.3: Seitenansichten der unteren und oberen ROFEX-Bildebene sowie des unteren und oberen Gittersensors (v.l.n.r.). Bei 5.3 (d) und 5.3 (f) sind nur Schnittansichten dargestellt, um die Morphologie besser zu zeigen.

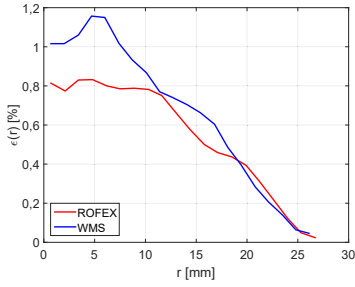
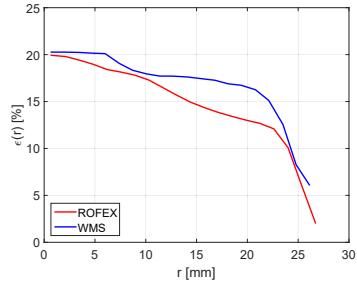
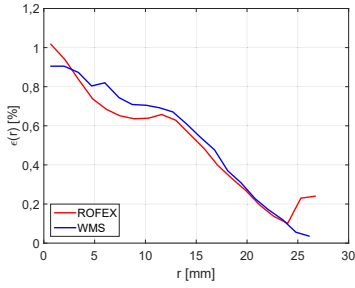
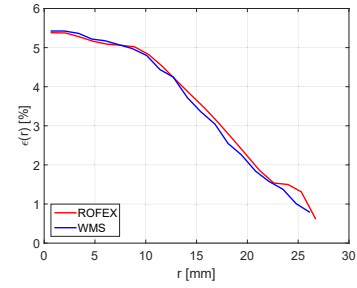
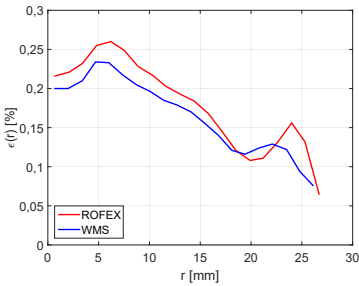
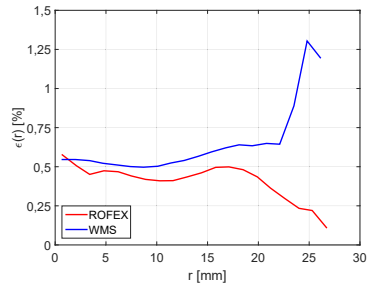
sor. Bei kleinen Gasgehalten muss die Flüssigphase einen Großteil der Geschwindigkeit aufbringen, damit die (kleinen) Blasen am Gittersensor nicht zu stark verzögert werden. Bei hohen Gasgehalten, wie z. B. in Pfropfenströmungen, ist dieser Einfluss durch den Impuls großer Blasen weniger auffällig.

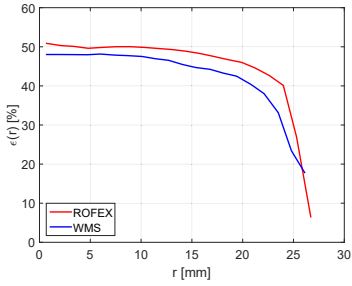
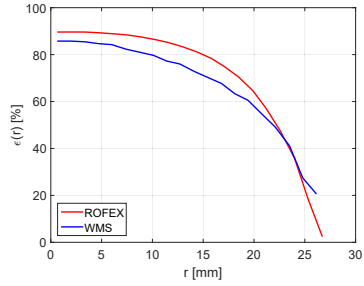
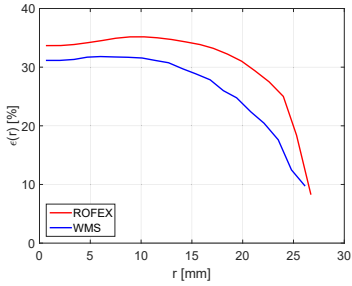
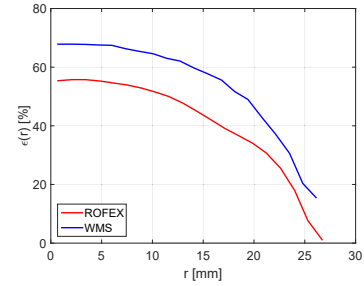
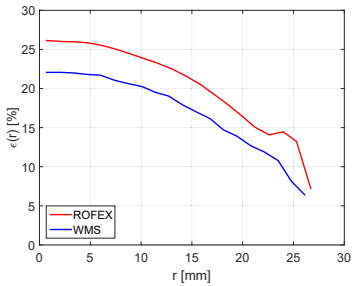
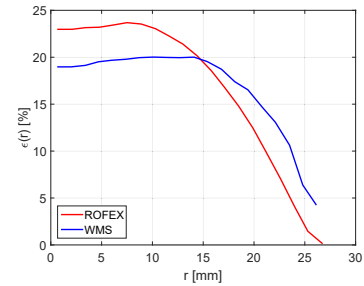
- Die zu untersuchenden Zweiphasenströmungen sollten bei Anwendung des Röntgentomographen (bei den bestehenden konstruktiven und technischen Randbedingungen) keine mittleren Gasgeschwindigkeiten oberhalb von $2,5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ aufweisen. Aufgrund der begrenzten Anzahl von minimal möglichen Projektionen wird die maximal mögliche Frequenz vorgeschrieben, um eine Grundqualität gewährleisten zu können. Bei zu hohen Gasgeschwindigkeiten können kleine Blasen nicht mehr vollständig erfasst und rekonstruiert werden und lassen sich somit nicht mehr von Bildstörungen wie Artefakten und Rauschen separieren.

Diese Rückschlüsse stehen im Einklang mit den Ergebnissen der oben zitierten Vergleichsstudien von Prasser et al. (2005) und Z. Zhang et al. (2013).

In den Abbildungen 5.4 und 5.5 werden radiale Gasgehaltsverteilungen gezeigt. Unter Berücksichtigung der oben genannten zu beachtenden Grenzen ist eine gute bis zum Teil sehr gute Übereinstimmung der Profile ersichtlich (vgl. Abbildungen 5.4 (c) bzw. 5.4 (e)). Bei Geschwindigkeiten kleiner $0,5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ kann festgestellt werden, dass der Gittersensor tendenziell eine zu hohe Gasgehaltsverteilung misst, wie es insbesondere in den Abbildungen 5.4 (a) und 5.4 (d) erkennbar ist. Dies deckt sich mit der oben genannten Schlussfolgerung, dass durch die invasive Technik die Blasen verlangsamt werden. Bei mittleren Gasgeschwindigkeiten größer $2,5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ wird der vom Tomographen erfasste Gasgehalt systematisch unterschätzt. Sehr deutlich zeigt sich dies in Abbildung 5.4 (f) in Wandnähe, wo sich vor allem die kleinen Blasen aufhalten. Diese werden, im Gegensatz zum Tomographen, vom Gittersensor erfasst. Dass der Impuls sehr großer Blasen auch bei niedrigen Volumenströmen der flüssigen Phase ausreicht, um gute Ergebnisse mit dem Gittersensor zu erzielen, kann mit den Abbildungen 5.5 (a) und 5.5 (d) bestätigt werden.

Ein Vergleich von zeitlich und im Querschnitt gemittelten Gasgehaltswerten beider Bildgebungsverfahren wird in Abbildung 5.6 gegeben. Die angegebenen Unsicherheiten sind für den Röntgentomograph aus Abschnitt 4.1.2 und für den Gittersensor aus Beyer et al. (2010) entnommen. Sehr gute Übereinstimmungen zeigen sich vor allem bei geringen Gasgehaltswerten sowie bei den Scans mit $2 \times 1000 \text{ Hz}$ am ROFEX (und entsprechend 5000 Hz

(a) $u_l = 0,0405 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 0,0025 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (d) $u_l = 0,0405 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 0,0368 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (b) $u_l = 0,161 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 0,0025 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (e) $u_l = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 0,0368 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (c) $u_l = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 0,0025 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (f) $u_l = 4,047 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 0,0368 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ Abbildung 5.4: Radiale Gasgehaltsverteilungen mit $u_g < 0,1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$

(a) $u_l = 0,0405 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 0,219 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (d) $u_l = 0,0405 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 1,305 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (b) $u_l = 0,405 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 0,219 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (e) $u_l = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 1,305 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (c) $u_l = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 0,219 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (f) $u_l = 4,047 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 1,305 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ Abbildung 5.5: Radiale Gasgehaltsverteilungen mit $u_g > 0,1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$

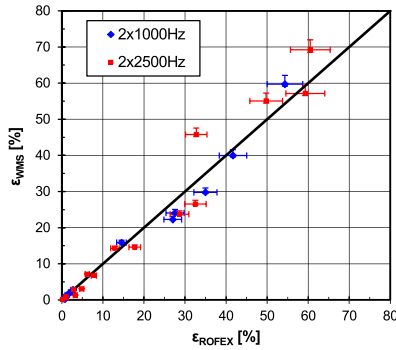
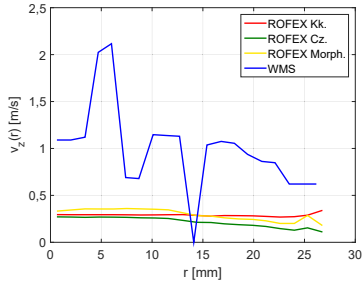
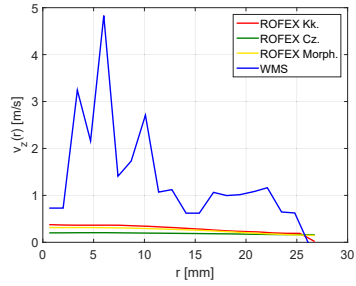
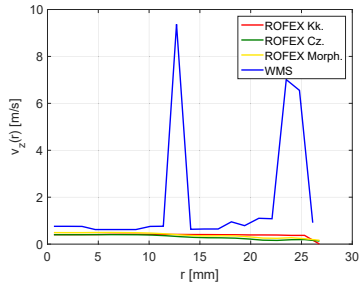
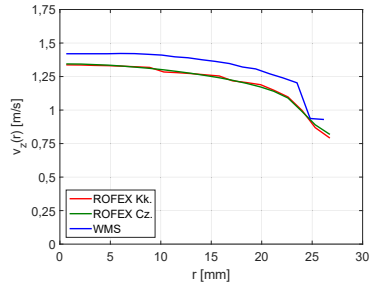
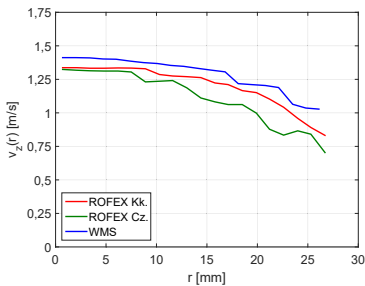
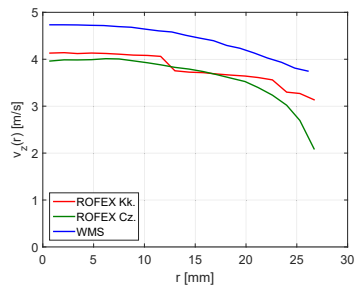
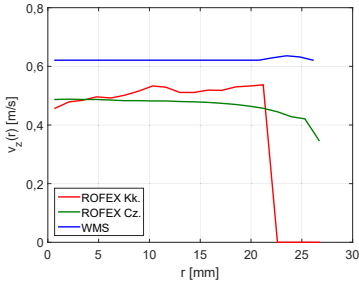
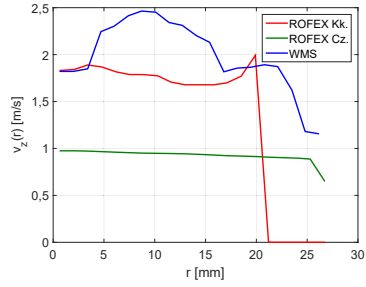
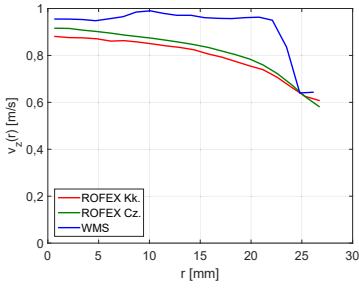
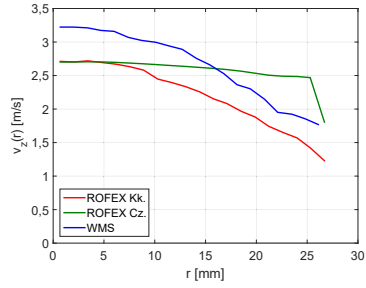
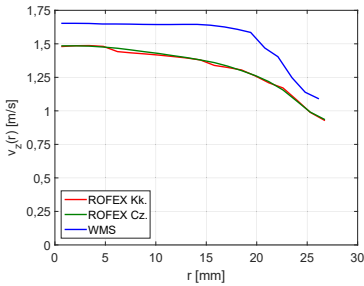
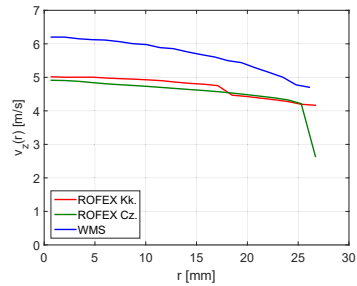


Abbildung 5.6: Vergleich der Gasgehaltswerte aus Röntgentomograph und Gittersensor. Die verschiedenen Farben charakterisieren die gewählten ROFEX-Frequenzen.

pro Gittersensor). Mit zunehmendem Gasgehalt nehmen die Abweichungen in den Ergebnissen beider Verfahren ebenfalls leicht zu. Im Unterschied zu den Ergebnissen in Prasser et al. (2005) streuen die Punkte generell weniger, wenngleich bei höheren Gasgehalten leicht höhere Abweichungen auftreten. Diese deutlichen Verbesserungen sind vor allem auf die verbesserte Technik und Verarbeitungsalgorithmen zurückzuführen. Zusätzlich tragen die bemerkenswert höheren Abtastfrequenzen beider Bildgebungstechniken (Faktor 3,8 bzw. 9,5 für den Tomographen sowie Faktor 4,75 für den Gittersensor) dazu bei. Die Unterschiede zu Z. Zhang et al. (2013) sind hingegen gering und mit den hier vorliegenden Ergebnissen gut vergleichbar.

Die zu Abbildungen 5.4 und 5.5 gehörenden Geschwindigkeitsprofile sind in den Abbildungen 5.7 und 5.8 zu sehen. Während für Gittersensordaten nur die Kreuzkorrelation als Methode zur Verfügung steht, wurde bei den Tomographiedaten zusätzlich noch die Zwillingsmethode und teilweise, entsprechend ihrer Grenzen, die morphologische Methode unter Verwendung der Blasenformenkorrelation nach Wellek et al. (1966) angewandt. Die oben formulierten Anwendungsgrenzen für die Gittersensoren können in den Graphen sehr gut verdeutlicht werden: Sind in den Gasgehaltsverteilungen nur die Ergebnisse des ersten Gittersensors aufgetragen, werden für die Kreuzkorrelation zusätzlich die Gasgehaltsergebnisse des zweiten Gittersensors benötigt. Aufgrund der Ausbremsung der Blasen durch das Gitter sowie starke Rückwirkungen auf die horizontale Blasenposition werden die Geschwindigkeitsergebnisse extrem verfälscht (vgl. Abbildungen 5.7 (a),

(a) $u_l = 0,0405 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $u_g = 0,0025 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (d) $u_l = 0,0405 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $u_g = 0,0368 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (b) $u_l = 0,161 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $u_g = 0,0025 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (e) $u_l = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $u_g = 0,0368 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (c) $u_l = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $u_g = 0,0025 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (f) $u_l = 4,047 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $u_g = 0,0368 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ Abbildung 5.7: Radiale Geschwindigkeitsprofile mit $u_g < 0,1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$

(a) $u_l = 0,0405 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 0,219 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (d) $u_l = 0,0405 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 1,305 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (b) $u_l = 0,405 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 0,219 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (e) $u_l = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 1,305 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (c) $u_l = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 0,219 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (f) $u_l = 4,047 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 1,305 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ Abbildung 5.8: Radiale Geschwindigkeitsprofile mit $u_g > 0,1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$

5.7 (b) und 5.7 (d)). Generell fällt beim Vergleich der Geschwindigkeitswerte auf, dass die Ergebnisse der Tomographiedaten, gleich welcher Methode, etwas geringer ausfallen als die des Gittersensors. Zusammen mit den leicht höheren tomographischen Ergebnissen in den Gasgehaltsverteilungen in Abbildung 5.5 (in den jeweils zulässigen Anwendungsbereichen) können diese Ergebnisse mit einem leichten Ausbremsen der Blasen im Vorfeld des Gittersensors erklärt werden. Dieser Effekt wirkt sich auf die Ergebnisse des Gittersensors weniger aus, da durch die Querschnittsverengung wiederum eine leichte Beschleunigung erfolgt. Durch den größeren axialen Abstand beider Sensoren fallen lokale Geschwindigkeitsfluktuationen weniger ins Gewicht. Die in Abschnitt 4.1.2 festgestellte systematische Unterschätzung der Geschwindigkeit um etwa 4 % kann hier nicht als Erklärung dienen, da die Abweichungen in den Vergleichsdaten deutlich größer ausfallen.

Die drei verschiedenen Methoden zur Geschwindigkeitsermittlung bei den tomographischen Daten zeigen eine recht gute Übereinstimmung. Deutliche Unterschiede sind vor allem bei Strömungen mit höheren Gasgehalten zu erkennen: Während das Ergebnis der Kreuzkorrelation vor allem durch die Anzahl von Phasenwechseln bestimmt wird, gibt die Zwillingsmethode eine gasvolumenabhängige Geschwindigkeitsverteilung wieder. Dieser Effekt wird sehr schön am Beispiel der Pfropfenströmung mit $u_l = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ / $u_g = 1,305 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (Abbildung 5.8 (e)) verdeutlicht: In der Rohrmitte besitzen beide Verteilungen einen de facto identischen Ausgangswert, weil vor allem große Gaspfropfen diese Rohrregion bestimmen. Mit Zunahme des Rohrradius steigt die Bedeutung kleinerer Blasen - die absolute Anzahl von Phasenwechseln nimmt zu. Die Korrelation ist für entsprechende Wechsel besonders sensitiv, sodass mit zunehmender radialer Position die Geschwindigkeiten kleiner Blasen vermehrt berücksichtigt werden.

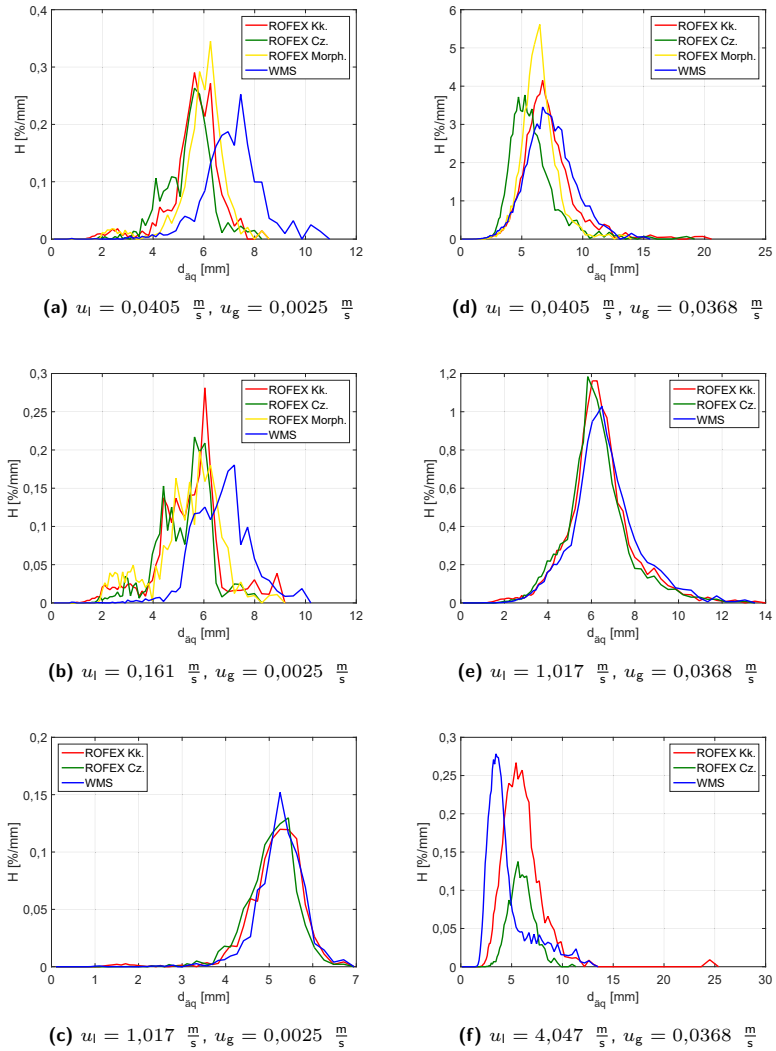
Im Gegensatz dazu wird bei der Zwillingsmethode das radiale Geschwindigkeitsprofil volumetrisch gemittelt. Da die Gaspfropfen nahezu den ganzen Rohrquerschnitt ausfüllen und den Hauptteil am globalen Gasgehalt stellen, wird durch die Mittelung ein sehr konstantes Geschwindigkeitsprofil erzeugt, welches erst nahe der Rohrwand (im Bereich des Flüssigfilms) abfällt. Das Beispiel in Abbildung 5.8 (d) verdeutlicht, dass die Suche nach zueinander gehörenden Clustern nur bei klar voneinander abgegrenzten Blasen gute Ergebnisse bringen kann. Bei Zweiphasenströmungen, deren Gasgehalt deutlich über 50 % liegt, weisen die Blasenstrukturen eine sehr starke Dynamik an Oberfläche und Volumen auf. Zudem sind die Flüssigkeitsfilme zwischen den Blasenstrukturen sehr dünn, sodass eine vernünftige Separation von Flüssig- und Gasphase sehr schwierig ist. Zusammen mit der Dynamik der Blasenstrukturen ist demnach die Detektion von Zwillings-

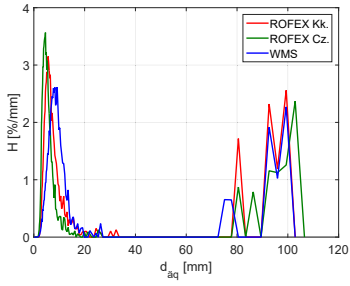
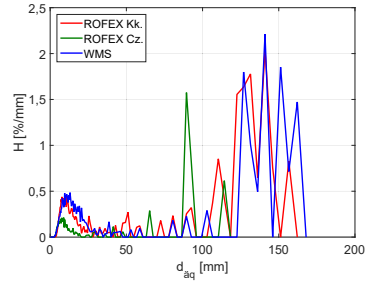
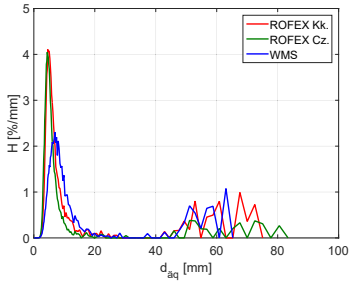
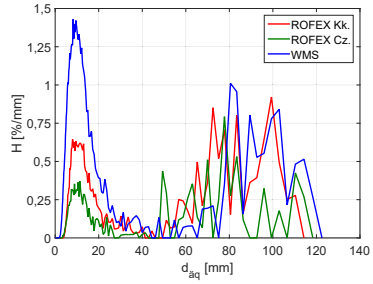
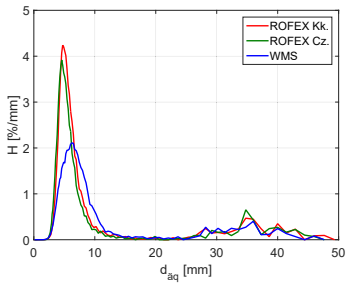
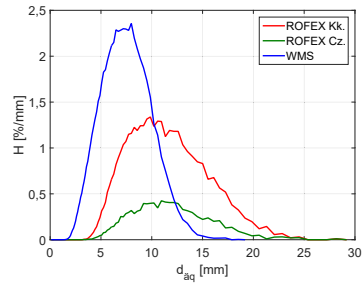
cluster zwischen beiden Tomographieebenen bei solchen Strömungsregimen nur eingeschränkt möglich.

Unter Verwendung der Geschwindigkeitswerte können nun die Blasengrößenverteilungen berechnet werden. In den Abbildungen 5.9 und 5.10 werden diese dargestellt. Innerhalb der kombinierten Anwendungsgrenzen beider Bildgebungsverfahren sind gute bis sehr gute Übereinstimmungen erkennbar. Der leichte Versatz der Gittersensor-Blasengrößen zu größeren Werten hin kann mit den leicht höheren Geschwindigkeiten (vgl. Abbildung 5.8) als Effekt der invasiven Technik begründet werden. Die etwas weniger ausgeprägten Höhen und etwas breiteren Kleinblasenmaxima sind zum einen durch leicht unterschiedliche Auflösungsgrenzen erklärbar, zum anderen sind die Integrale der jeweiligen Signalspitzen in etwa gleich groß mit denen des Tomographen. Folglich überwiegt der invasive Einfluss des Gittersensors auf diese Ergebnisse.

Bei den drei vorgestellten Fällen, bei denen der Gittersensor außerhalb seines Anwendungsbereiches verwendet wurde, sind die Blasengrößenverteilungen mithilfe der jeweiligen mittleren Geschwindigkeiten aus eingespeisten Gasvolumenströmen und ermittelten Gasgehalten errechnet worden. Damit können die offensichtlich fehlerhaften Geschwindigkeitsergebnisse aus den Abbildungen 5.7 (a), 5.7 (b) bzw. 5.7 (d) in ausreichender Näherung ersetzt werden. Die durch die invasive Messmethodik leicht überschätzten Gasgehalte kompensieren den Verlust an kleinen Gasblasen durch die Auflösungsgrenze des Gittersensors, sodass die mittlere Geschwindigkeit kaum verfälscht wird. Damit kann als Hauptgrund für die leichte Rechtsverschiebung der Verteilung beim Gittersensor die Abbremsung der Gasblasen angesehen werden.

In den drei präsentierten Beispielen (vgl. Abbildungen 5.7 (f), 5.8 (e) bzw. 5.8 (f)), in denen der Tomograph (zusammen mit den nötigen Auswertalgorithmen) außerhalb seines Anwendungsbereiches verwendet wurde, sind deutliche Unterschiede vor allem im Kleinblasenbereich offensichtlich. Da die ermittelten Gasgeschwindigkeiten in diesen Beispielen einen ähnlichen Verlauf wie beim Gittersensor zeigen, sind die Unterschiede vor allem auf die detektierten Blasen zurückzuführen. Zum einen werden viele kleine Blasen gar nicht detektiert, da diese durch deren hohe Geschwindigkeit nicht korrekt rekonstruiert werden können. Zum anderen befinden sich diese nahe weiterer Blasen, sodass diese durch künstliche Koaleszenz als Blasen mittlerer Größe interpretiert werden. In diesen Geschwindigkeitsbereichen weist der Gittersensor aufgrund konstruktiver und technischer Randbedingungen beim Tomographen eine deutlich bessere Ergebnisqualität auf.

Abbildung 5.9: Blasengrößenverteilungen mit $u_g < 0,1 \frac{m}{s}$

(a) $u_l = 0,0405 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 0,219 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (d) $u_l = 0,0405 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 1,305 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (b) $u_l = 0,405 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 0,219 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (e) $u_l = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 1,305 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (c) $u_l = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 0,219 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (f) $u_l = 4,047 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 1,305 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ Abbildung 5.10: Blasengrößenverteilungen mit $u_g > 0,1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$

| | $u_{l,\text{ein}} \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right]$ | $u_{g,\text{ein}} \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right]$ | $u_{g,\text{ein,WMS}} \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right]$ | $u_{g,\text{ein,ROFEX}} \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right]$ |
|-----|---|---|---|---|
| (a) | 0,0405 | 0,0025 | 0,0095 | 0,0012 |
| (b) | 0,161 | 0,0025 | 0,0093 | 0,0015 |
| (c) | 1,017 | 0,0025 | 0,0017 | 0,0017 |
| (d) | 0,0405 | 0,0368 | 0,3581 | 0,0345 |
| (e) | 1,017 | 0,0368 | 0,0322 | 0,0328 |
| (f) | 4,047 | 0,0368 | 0,0275 | 0,0339 |
| (g) | 0,0405 | 0,219 | 0,263 | 0,210 |
| (h) | 0,405 | 0,219 | 0,226 | 0,215 |
| (i) | 1,017 | 0,219 | 0,200 | 0,214 |
| (j) | 0,0405 | 1,305 | 1,738 | 0,839 |
| (k) | 1,017 | 1,305 | 1,076 | 0,674 |
| (l) | 4,047 | 1,305 | 0,748 | 0,570 |

Tabelle 5.2: Eingespeiste und aus Ergebnissen ermittelte Leerrohrgeschwindigkeiten

Eine gute Bewertungsgrundlage von Ergebnissen stellt die Ermittlung der Leerrohrgeschwindigkeiten aus den Werten für Gasgehalt und Geschwindigkeit dar (Beyer et al. 2010). Wie bereits im Abschnitt 4.2.2 vorgestellt, können aus den Geschwindigkeits- und Gasverteilungen die Leerrohrgeschwindigkeiten als querschnittsskalierte Volumenströme berechnet (Gl. (4.37)) und nach Berücksichtigung des Boyle'schen Gesetzes (Gl. (4.39)) mit den Einspeisewerten verglichen werden. In Tabelle 5.2 sind diese Ergebnisse dargestellt. Die Zuordnungen in der ersten Spalte beziehen sich hierbei auf die Abbildungen 5.4 - 5.10. Die Zuordnungen (g)-(l) entsprechen den Bildteilen (a)-(f) der jeweils zweiten Abbildungen 5.5, 5.8 und 5.10, bei denen $u_g > 0,1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ gilt.

Anhand der dargestellten Ergebnisse für die ermittelten Leerrohrgeschwindigkeiten können die oben festgestellten Schlussfolgerungen betreffs Ergebnisqualitäten und möglicher Einsatzbereiche bestätigt werden: Bei Zweiphasenströmungen, deren auftretende maximale Gasgeschwindigkeiten kleiner $2,5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ sind (Fälle (a)-(i)), können mit dem vorliegenden Röntgentomograph Untersuchungen in guter bis sehr guter Qualität durchgeführt werden.

Als Ergänzung zu den bereits gezeigten Vergleichsergebnissen bietet sich die Möglichkeit der direkten Blasenvergleiche zwischen Tomographen und Gittersensor an. Mittels einer modifizierten Zwillingismethode, bei der die Geschwindigkeit des jeweiligen Auswertungsergebnisses als Eingangswert verwendet wird, können direkte Clusterpaare zwischen der oberen Tomographie- und unteren Gittersensorebene ermittelt werden. Folglich können die kugeläquivalenten Blasengrößen des Gittersensors in Abhängigkeit derer

des Tomographen aufgetragen werden. In den Abbildungen 5.11 und 5.12 sind diese Einzelblasenzuordnungen in entsprechenden Diagrammen aufgetragen. Mittels der (Soll-) Funktion

$$d_{\text{WMS}} = d_{\text{ROFEX}} \quad (5.1)$$

konnte der Konfidenzbereich auf dem Niveau 95 % berechnet und aufgetragen werden. Anhand der Breite des Konfidenzintervalls kann mittels einer gleichseitigen Hyperbel

$$y = \frac{1,96 \cdot \sigma}{x} \quad (5.2)$$

die Unsicherheit des kugeläquivalenten Blasendurchmessers berechnet werden. Diese wurde ebenfalls in den Diagrammen aufgetragen. Dabei steht x für den tomographischen Blasendurchmesser d_{ROFEX} und y für die Unsicherheit vom Blasendurchmesser d_{WMS} aus der Gittersensormessung. Der Wert für die Standardverteilung σ wird aus den Einzelabweichungen der Punkte von der Sollfunktion bestimmt. Im überlagerten Anwendungsbereich beider Bildgebungstechniken betragen die Unsicherheiten $< \pm 20$ % für Blasen größer 4 mm und $< \pm 10$ % für Blasen größer 8 mm.

Gut zu erkennen ist, dass die Punktwolken durch die Sollfunktion gut bis sehr gut beschrieben werden können. Prinzipiell ist ein identischer Verlauf sichtbar, wobei die Punktwolken erwartungsgemäß durch auftretende Messunsicherheiten gewisse Streuungen aufweisen. Auffallend ist, dass Blasen mit einem kugeläquivalenten Durchmesser größer 30 mm vom Tomographen und den dazugehörigen Auswertungsverfahren zumeist größer als durch den Gittersensor und dessen Auswertungsverfahren erkannt werden (vgl. 5.12 (a) - 5.12 (c)). Als Grund wird die unterschiedliche zeitliche Auflösung beider Bildgebungsverfahren angesehen, womit eine bessere Erfassung von flüssigen Lamellen zwischen Blasen im Nachlauf von Pfropfenblasen möglich ist. Die bessere räumliche Auflösung des Tomographen kommt in diesem Fall leider nicht zum Tragen. Die für die Blasenerkennung zwingend notwendige Glättung mit einem Boxfilter führt zu einer leichten Verwaschung, die im Blasenschwarm zu künstlichen Koaleszenzen führen kann. Einzige Ausnahme ist hierbei das Beispiel 5.12 (e).

Bei Anwendungsbereichen, die für den Gittersensor nicht empfohlen werden können (vor allem 5.11 (a), 5.11 (b) sowie 5.11 (d)), fällt auf, dass die Blasengrößen systematisch überschätzt werden. Dies ist in Abbildung 5.11 (b) sehr schön zu beobachten. Die Hauptursache liegt, wie oben schon mehrfach beschrieben, in der invasiven Technik des Gittersensors.

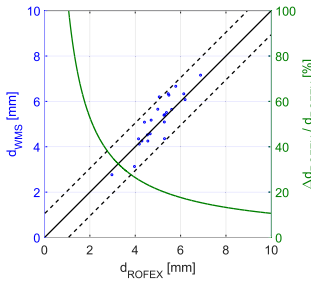
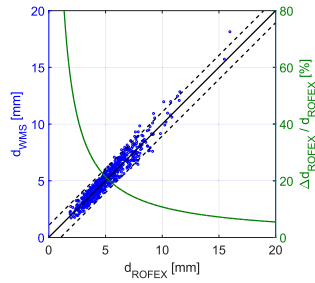
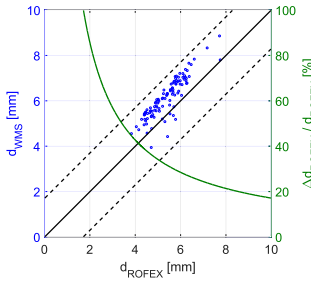
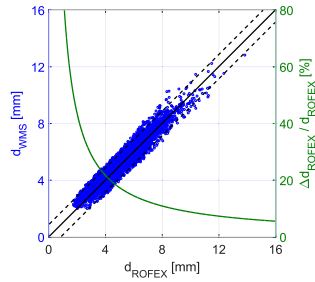
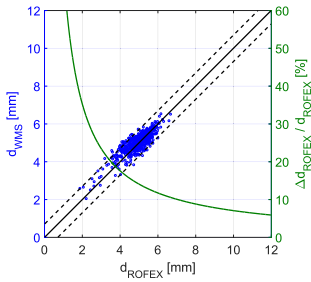
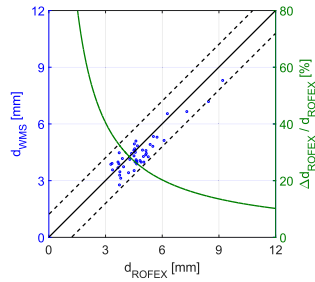
(a) $u_l = 0,0405 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 0,0025 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (d) $u_l = 0,0405 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 0,0368 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (b) $u_l = 0,161 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 0,0025 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (e) $u_l = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 0,0368 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (c) $u_l = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 0,0025 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (f) $u_l = 4,047 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 0,0368 \frac{\text{m}}{\text{s}}$

Abbildung 5.11: (blau) Vergleich der Blasengrößen Gittersensor und Tomograph mit $u_g < 0,1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. (schwarz) Soll-Funktion mit 95%-Konfidenzintervall. (grün) Relative Abweichung nach 95%-Konfidenzintervall.

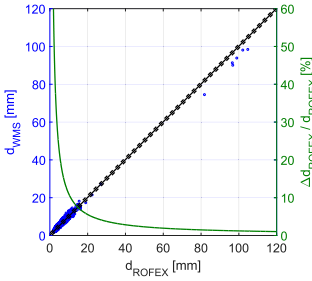
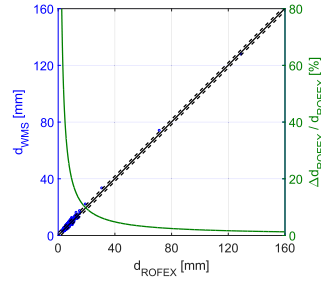
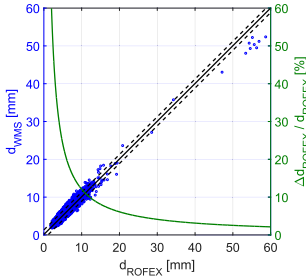
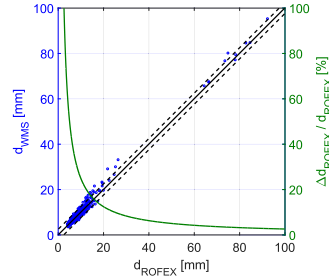
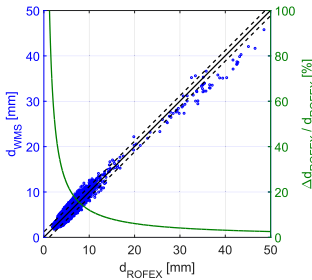
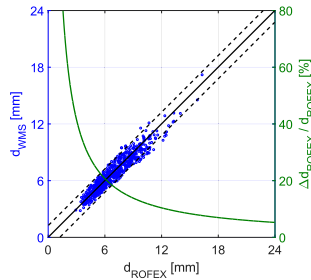
(a) $u_l = 0,0405 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 0,219 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (d) $u_l = 0,0405 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 1,305 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (b) $u_l = 0,405 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 0,219 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (e) $u_l = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 1,305 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (c) $u_l = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 0,219 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (f) $u_l = 4,047 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_g = 1,305 \frac{\text{m}}{\text{s}}$

Abbildung 5.12: (blau) Vergleich der Blasengrößen Gittersensor und Tomograph mit $u_g > 0,1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. (schwarz) Soll-Funktion mit 95%-Konfidenzintervall. (grün) Relative Abweichung nach 95%-Konfidenzintervall.

5.3 Bewertung und Fazit

Nach Auswertung der Ergebnisse der Validierungsstudie zwischen Gittersensor und ultraschnellem Röntgentomographen ergeben sich Rückschlüsse auf Anwendungsbereiche und Ergebnisqualitäten beider Bildgebungstechniken, vor allem jedoch für den Röntgentomographen. Grundlegend kann als Erstes festgehalten werden, dass beide Verfahren in ihren Anwendungsgrenzen die Zweiphasenströmungen gut bis sehr gut abbilden. Zum einen entsprechen die Ergebnisse der abgebildeten Strömungsformen den etablierten und mehrfach validierten Strömungskarten, wie z. B. Taitel et al. (1980) in Abbildung 2.1 (a), zum anderen stimmen die ermittelten Gasgehalte mit den aus den Einspeise- und Druckbedingungen erwartbaren Werten überein. Die Kontrolle mittels der aus den Gasgehalts- und Geschwindigkeitsergebnissen ermittelten Gasleerrohrgeschwindigkeiten in Tabelle 5.2 bestätigt die allgemeine Schlussfolgerung. Dennoch soll ein spezieller Blick, unter Berücksichtigung einer Fehlerrechnung, auf die röntgentomographischen Daten erfolgen.

Der resultierende, wahrscheinliche Fehler der ermittelten Gasleerrohrgeschwindigkeit nach Gleichung (4.37) kann mittels Fehlerfortpflanzung berechnet und entsprechend vereinfacht werden:

$$\Delta u_g^{(\text{wahr})} = \left\langle \sqrt{\left(\frac{\partial u_g}{\partial \epsilon} \cdot \Delta \epsilon\right)^2 + \left(\frac{\partial u_g}{\partial v_g} \cdot \Delta v_g\right)^2} \right\rangle \quad (5.3)$$

$$\begin{aligned} &= \left\langle \sqrt{(v_g \cdot \Delta \epsilon)^2 + (\epsilon \cdot \Delta v_g)^2} \right\rangle \\ &= \left\langle u_g \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon}\right)^2 + \left(\frac{\Delta v_g}{v_g}\right)^2} \right\rangle. \\ \frac{\Delta u_g^{(\text{wahr})}}{u_g} &= \left\langle \sqrt{\left(\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon}\right)^2 + \left(\frac{\Delta v_g}{v_g}\right)^2} \right\rangle. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Als Einzelfehler für den Gasgehalt $\Delta \epsilon$ wurden die im Abschnitt 4.1.2 bestimmten $\pm 8 \%$ verwendet, wobei der Absolutfehler des Gasgehalts den Wert $\pm 0,5 \%$ nicht unterschreiten darf. Der Fehler der Gasgeschwindigkeit wurde durch den im Abschnitt 4.2 ermittelten Diskretisierungsfehler bestimmt. Dabei muss natürlich die Abhängigkeit des Fehlers von den unterschiedlich eingespeisten Volumenströmen beachtet werden. Der maximale

| | | Bezug jeweils auf ROFEX-Daten | | | | | |
|-----|--|--|--|---|--|--|---|
| | $u_{l,\text{ein}}$ | $u_{g,\text{ein}}$ | $u_{g,\text{ein}}$ | $\Delta u_{g,\text{ein}}^{(\text{wahr})}$ | $\frac{\Delta u_{g,\text{ein}}^{(\text{wahr})}}{u_{g,\text{ein}}}$ | $\Delta u_{g,\text{ein}}^{(\text{max})}$ | $\frac{\Delta u_{g,\text{ein}}^{(\text{max})}}{u_{g,\text{ein}}}$ |
| | $\left[\frac{\text{m}}{\text{s}}\right]$ | $\left[\frac{\text{m}}{\text{s}}\right]$ | $\left[\frac{\text{m}}{\text{s}}\right]$ | $\left[\frac{\text{m}}{\text{s}}\right]$ | [%] | $\left[\frac{\text{m}}{\text{s}}\right]$ | [%] |
| (a) | 0,0405 | 0,0025 | 0,0012 | 0,0014 | 115,1 | 0,0014 | 118,0 |
| (b) | 0,161 | 0,0025 | 0,0015 | 0,0012 | 78,63 | 0,0012 | 82,58 |
| (c) | 1,017 | 0,0025 | 0,0017 | 0,0054 | 322,0 | 0,0054 | 327,0 |
| (d) | 0,0405 | 0,0368 | 0,0345 | 0,0030 | 8,62 | 0,0039 | 11,21 |
| (e) | 1,017 | 0,0368 | 0,0328 | 0,0059 | 18,01 | 0,0073 | 22,38 |
| (f) | 4,047 | 0,0368 | 0,0339 | 0,0076 | 22,40 | 0,0107 | 31,59 |
| (g) | 0,0405 | 0,219 | 0,210 | 0,020 | 9,43 | 0,027 | 13,00 |
| (h) | 0,405 | 0,219 | 0,215 | 0,019 | 8,71 | 0,025 | 11,43 |
| (i) | 1,017 | 0,219 | 0,214 | 0,021 | 9,90 | 0,030 | 13,83 |
| (j) | 0,0405 | 1,305 | 0,839 | 0,085 | 10,16 | 0,120 | 14,26 |
| (k) | 1,017 | 1,305 | 0,674 | 0,087 | 12,87 | 0,122 | 18,09 |
| (l) | 4,047 | 1,305 | 0,570 | 0,133 | 23,38 | 0,171 | 29,97 |

Tabelle 5.3: Angabe der relativen Unsicherheiten der aus den röntgentomographischen Ergebnissen berechneten Leerrohrgeschwindigkeit $\frac{\Delta u}{u}$ in Bezug auf Tabelle 5.2

Fehler wird im Gegensatz zu Gleichung (5.4) lediglich als Summe aus den relativen Einzelfehlern berechnet:

$$\frac{\Delta u_g^{(\text{max})}}{u_g} = \left\langle \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} + \frac{\Delta v_g}{v_g} \right\rangle. \quad (5.5)$$

Die Ergebnisse werden in Tabelle 5.3 wiedergegeben. Grundlegend kann gesagt werden, dass unter Berücksichtigung des aus Gleichung (5.3) bzw. (5.4) berechneten wahrscheinlichen Fehlers die Ergebnisse (a)-(i) der ermittelten mit den eingespeisten Gasleerrohrgeschwindigkeiten übereinstimmen. Allerdings fallen die sehr großen Fehler in den Beispielen (a)-(c) auf, bei denen der Absolutfehler des Gasgehalts mit $\Delta \epsilon = 0,5$ % jeweils einen ähnlich großen Wert wie der Gasgehalt selber aufweist. Extrem wird dies vor allem bei Beispiel (c), wo der Gasgehalt bei etwa $\epsilon_{(c)} = 0,19$ % liegt. Daher sind die hohen Fehlerwerte auf den ersten Blick zwar irritierend, jedoch liegen deren Gründe in den Strömungen selbst sowie an der räumlichen Auflösung der Bildgebungstechnik und sind daher in dieser Größe völlig zu erwarten. Bei deutlich höheren Gasgehalten, wie in den Beispielen (d) sowie (g)-(i), liegen die wahrscheinlichen Fehler jeweils unter 10 %, der maximale Fehler unter 15 %.

Die trotz der hohen Gasgehalte hohen Fehlerwerte bei (f) und (l) zeigen zudem deutlich den Nachteil der maximal nutzbaren Frequenz des To-

mographien, obwohl die Geschwindigkeiten sehr groß sind. Ergebnisse von Strömungen mit geringeren Gasgeschwindigkeiten zeigen wesentlich kleinere Fehler auf. Zusätzlich fallen die Diskretisierungsfehler geringer aus.

Ein weiterer Vorteil bei Strömungen mit geringen Gasgeschwindigkeiten liegt darin, dass eine niedrigere Abtastfrequenz gewählt werden kann. Diese macht sich zudem in der besseren Bildqualität bemerkbar, womit prinzipiell kleinere Blasen besser erfasst und nicht vom allgemeinen Grauwerterschaum überdeckt werden. Mit Blick auf die Werte der ermittelten Leerrohrgeschwindigkeiten u_g in Tabelle 5.2, besonders in den Beispielen (a), (b) und (d), wird der Vorteil bei langsamen Strömungen offensichtlich.

Die Vergleichs- und Validierungsexperimente lassen sich schließlich in den folgenden Stichpunkten zusammenfassen:

- Die Ergebnisse des ultraschnellen Röntgentomographen und des Gittersensors bei Zweiphasenexperimenten sind im Bereich mittlerer Gasgeschwindigkeiten zwischen $0,5 \frac{\text{m}}{\text{s}} \leq v_g \leq 2,5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ sehr gut vergleichbar und weisen sehr viele Gemeinsamkeiten auf. Die dabei auftretenden resultierenden Fehlergrößen sind in der Regel kleiner als $\pm 10 \%$.
- Die rückwirkungsfreie Bildgebungstechnik des ROFEX erlaubt zudem Untersuchungen bei mittleren Gasgeschwindigkeiten kleiner $0,5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ ohne Verfälschung der Strömungen. Eine Anwendung der ultraschnellen Röntgentomographie in Gegen- sowie Abwärtsströmungen ist daher möglich und wird im Blick auf die messtechnischen Alternativen sogar empfohlen. Die auftretenden hohen Fehlerwerte resultieren vor allem aus der räumlichen Auflösungsgrenze des Röntgentomographen.
- Bei mittleren Gasgeschwindigkeiten größer als $2,5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ sind die Ergebnisse des Gittersensors aufgrund seiner deutlich höheren zeitlichen Auflösung deutlich besser. Diese Grenze am Röntgentomographen ist letztendlich nur durch technische Randbedingungen und Handhabbarkeit von großen digitalen Datenmengen beeinflusst. Dementsprechend wächst der resultierende Fehler beim Tomographen durch den ebenfalls größer werdenden Diskretisierungsfehler.
- Aufgrund hoher Rechenzeiten und notwendiger Speicherkapazitäten zur Verarbeitung der ROFEX-Daten eignet sich die ultraschnelle Röntgentomographie hauptsächlich für Experimente an Mehrphasenströmungen. Der Gittersensor ist hingegen sehr gut geeignet, um Prozesse in industriellen Anwendungen zu erfassen und zu überprüfen.

6 Ergebnisse und Diskussion

6.1 Aufwärts gerichtete Strömungen

6.1.1 Qualitative Daten

In den Abbildungen 6.1 - 6.3 werden beispielhafte Seitenansichten aufwärts gerichteter Wasser-Luft-Strömungen gezeigt. Die Seitenansichten sind je Scanposition als virtuelle Außen- (links) und zentrale Schnittansicht (rechts) dargestellt. Das gibt einerseits den Gesamteindruck der jeweiligen Strömungsregime sowie andererseits deren Morphologie anschaulich wieder. Die virtuellen Außenansichten basieren auf den Segmentierungsergebnissen, während die zentralen Schnittansichten direkt aus den Rekonstruktionsergebnissen erzeugt wurden.

In Abbildung 6.1 ist die Entwicklung der Strömungsregime mit kontinuierlicher Erhöhung des Gasvolumenstromes dargestellt. Zuerst werden die Strömungen mit vereinzelt Blasen (Abb. 6.1 (a) - 6.1 (d)) gezeigt, dann heterogene Blasenströmungen mit kleinen Kappenblasen (Abb. 6.1 (e) und 6.1 (f)). Die Entwicklung bis hin zur Pfropfenströmung (Abb. 6.1 (g)) und aufgewühlter Strömung (Abb. 6.1 (h)) kann sehr gut beobachtet werden. Die Strömungskarte nach Taitel et al. (1980)¹ wird mit den vorliegenden Ergebnissen bestätigt. Zusätzlich erhält man einen Eindruck der Veränderung von Zwischenphasenflächen bei der Änderung der Strömungsform. Dies zeigt sich besonders im Nachlauf von Kappen- bzw. Taylor-Blasen (Abb. 6.1 (f) und 6.1 (g)) und der vermehrten Ansammlung kleinerer Blasen.

Interessant ist die Verfolgung der Strömungsentwicklung ab der Gaseinspeisung. In den Abbildungen 6.2 und 6.3 sind Ansichten bei sechs verschiedenen Abständen von der Einspeisung für je eine Blasenströmung ($u_1 = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $u_g = 0,0151 \frac{\text{m}}{\text{s}}$) und eine Pfropfenströmung ($u_1 = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $u_g = 0,534 \frac{\text{m}}{\text{s}}$) gegeben. Im Beispiel der Blasenströmung wird die zentrale Gaseinspeisung durch das Modul M3² gut dargestellt. Ab etwa drei Durchmesserlängen verteilen sich die Blasen aufgrund lateral wirkender Kräfte über dem Rohrquerschnitt. Später, bei etwa $L/D = 20$, hat sich das Gas

¹Vgl. Abbildungen 2.1 (a) und 3.4 (a).

²Vgl. Abbildung 3.2 (a).

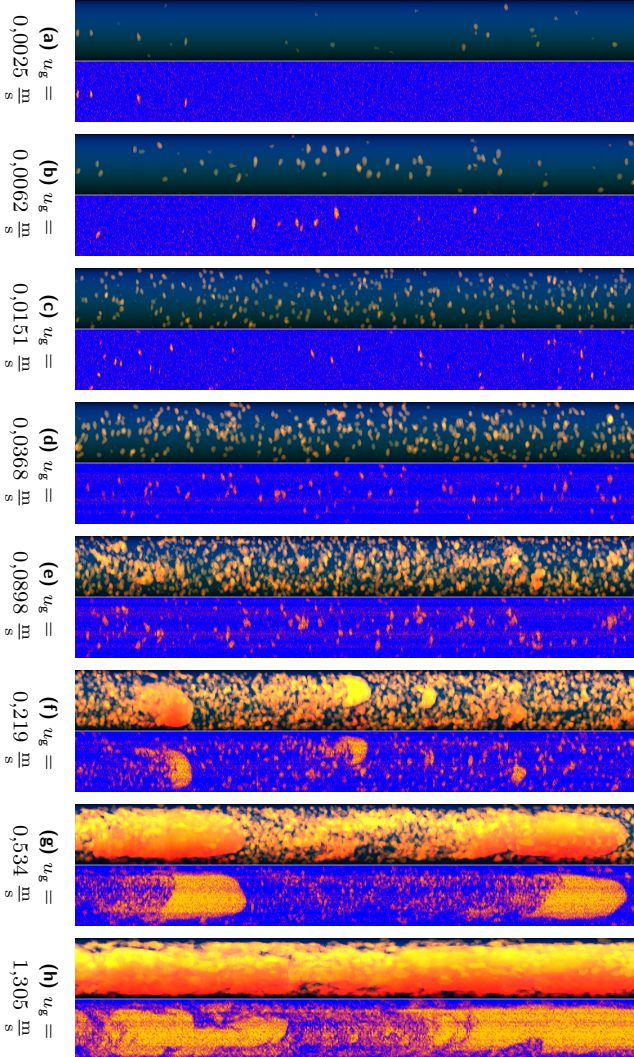


Abbildung 6.1: Seiten- und Schnittansichten für verschiedene Regime aufwärts gerichteter Wasser-Luft-Strömungen mit konstanter Flüssigrohrgeschwindigkeit $u_l = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bei $L/D = 59,7$

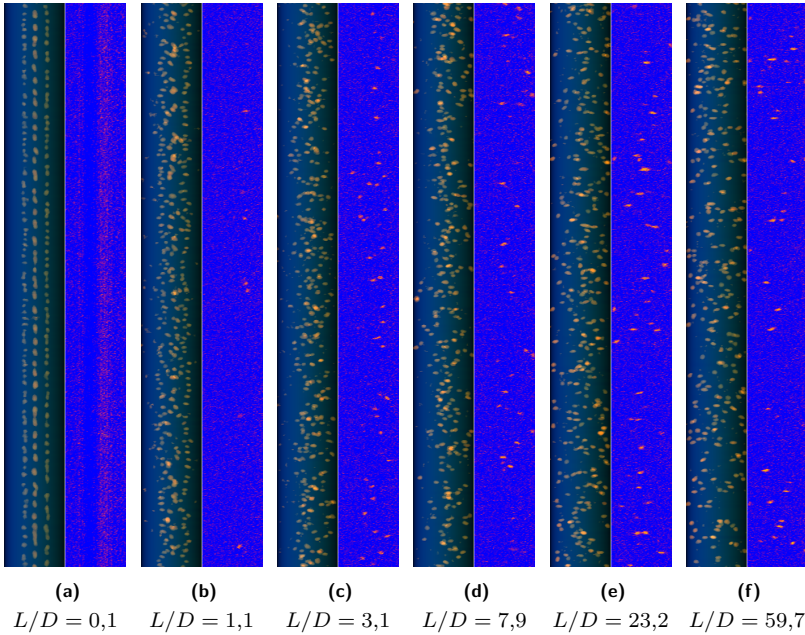


Abbildung 6.2: Seiten- und Schnittansichten für eine aufwärts gerichtete Blasenströmung mit $u_g = 0,0368 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $u_l = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}$

mehrheitlich in der Nähe der Rohrwand konzentriert, wobei einzelne Blasen auch über dem gesamten Rohrquerschnitt verteilt bleiben. Ein solcher Entwicklungseffekt ist aufgrund der lateralen Liftkraft verformbarer Blasen (Tomiya 2004) bekannt und damit erklärbar. Liegt der Gasvolumenstrom, wie bei einer Pfropfenströmung in Abb. 6.3, deutlich höher, so bilden sich schon an der Einspeisung größere Gasblasencluster, deren Oberflächendynamik recht hoch ist. Somit erfolgt eine schnelle Änderung der vorliegenden Morphologie (Abb. 6.3 (a) - 6.3 (c)). Mit zunehmendem Abstand zur Einspeisung entwickeln sich aufgrund von Koaleszenzen größere Kappenblasen, die weiter zu Gaspfropfen anwachsen und die charakteristische Morphologie einer Pfropfenströmung bilden (Abb. 6.3 (d) - 6.3 (f)).

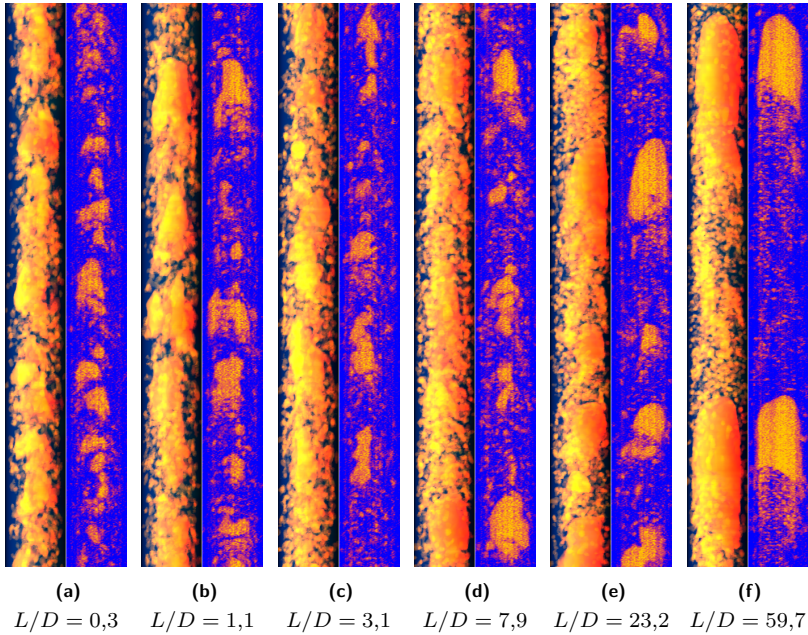


Abbildung 6.3: Seiten- und Schnittansichten für eine aufwärts gerichtete Pfropfenströmung mit $u_g = 0,534 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $u_l = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}$

6.1.2 Quantitative Daten

Die Ausbildung charakteristischer Strömungsformen soll nun anhand von quantitativen Daten wie Gasgehaltsverteilung sowie Profilen axialer und radialer Geschwindigkeiten nachvollzogen werden. Dazu werden die Ergebnisse von Strömungsregimen mit den folgenden Randbedingungen

- $u_g = 0,0368 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_l = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}},$
- $u_g = 0,534 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_l = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}},$
- $f_S = 2500 \text{ Hz}, t_{\text{mess}} = 10 \text{ s},$
- $L/D = 0,1/0,3; 1,1; 3,1; 7,9; 23,2 \text{ und } 59,7$

in den Abbildungen 6.4 bis 6.9 dargestellt. Die Ergebnisse sind jeweils in die Blasenklassen

- $d_{\text{aq}} \leq 5,8 \text{ mm}$,
- $5,8 \text{ mm} < d_{\text{aq}} \leq 10 \text{ mm}$ und
- $d_{\text{aq}} > 10 \text{ mm}$

eingeteilt. Die Unterscheidung zwischen den beiden Klassen kleiner Blasen-
größen wurde anhand der Ergebnisse von Tomiyama et al. (2002) vorgenom-
men.³ Die farblich helleren Bänder in den Diagrammen zeigen die Standard-
abweichung der volumengemittelten Geschwindigkeitsverteilungen. Diese
dienen als Indikator für Varianz und Turbulenz.

Aufgrund der zentralen Gaseinspeisung ist bei der Blasenströmung eine
generelle Blasenmigration von der Rohrmitte zu einer homogenen Gasver-
teilung über dem Querschnitt zu erwarten. Dies wird mit der Entwicklung
der Profile in den Abb. 6.4 - 6.6 bestätigt. Sehr starke Lateralbewegun-
gen sind in der ersten Blasenklasse festzustellen: Die Signalspitze mit dem
maximalen Gasgehalt wandert vom Zentrum zur Rohrwand. Bei den mittel-
großen Blasen ändert sich die Verteilung vom Maximum in der Rohrmitte
bei $L/D = 1,1$ zu einem Maximum im Ringbereich $5 \text{ mm} < r < 15 \text{ mm}$
bei $L/D = 23,2$. Jedoch schiebt sich dieser Maximalbereich mit weiter zu-
nehmender Strömungslänge bei $L/D = 59,7$ wieder zurück zur Rohrmitte
mit einer zur Wand stetig abfallenden Gasverteilung. Die Klasse der großen
Blasen mit $d_{\text{aq}} > 10 \text{ mm}$ kann in dem Beispiel vernachlässigt werden, da
diese Klasse weniger als 10 Blasen, bei einer Gesamtzahl von über 10 000,
beinhaltet und somit keine signifikante Bedeutung für das gesamte Regime
besitzt.

Die festgestellte Blasenmigration kann zweifelsfrei mit dem Wirken der
Liftkraft erklärt werden: Blasen mit $d_{\text{aq}} < 5,8 \text{ mm}$ bewegen sich zur Wand,
größere Blasen zur Rohrmitte hin. Die Abweichung der mittleren Blasen-
klasse davon bis etwa $L/D \approx 30$ kann als Überlagerungseffekt mit der
Gaseinspeisung erklärt werden. Das Einperlen des Gases ist gut mit ein-
em sich aufweitenden Freistrahл vergleichbar. Unabhängig von den wir-
kenden, größenabhängigen Blasenkräften wird zunächst die Querschnitts-
fläche, die die aufsteigenden Blasen durchstoßen, mit zunehmender Ent-
fernung vom Einspeiser leicht größer. Gleichzeitig nimmt der Einfluss des
Einspeisestrahls weiter ab und die lateralen Blasenkräfte kommen stärker
zur Wirkung.

Die Profile der Axialgeschwindigkeiten verdeutlichen die blasengrößen-
abhängigen Aufstiegeschwindigkeiten. Die Blasen der Gruppe 2 weisen

³Vgl. Abschnitt 2.1.2.

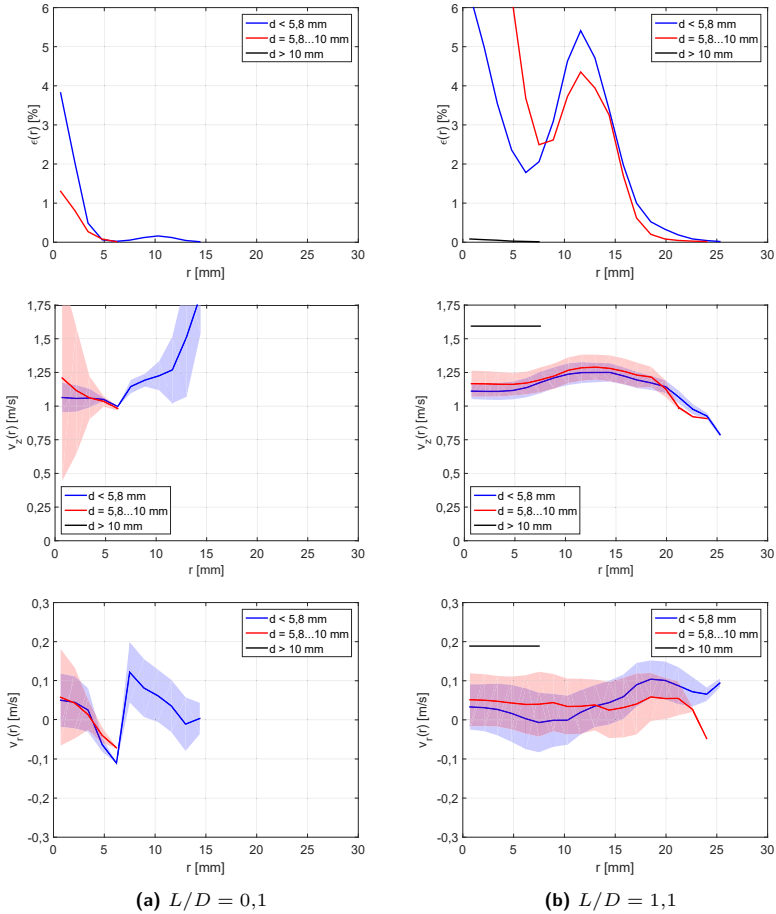


Abbildung 6.4: Gasgehaltsverteilungen sowie Profile der axialen und radialen Blasen-
geschwindigkeiten einer Blasenströmung mit $u_g = 0,0368 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und
 $u_l = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bei $L/D = 0,1$ und $1,1$

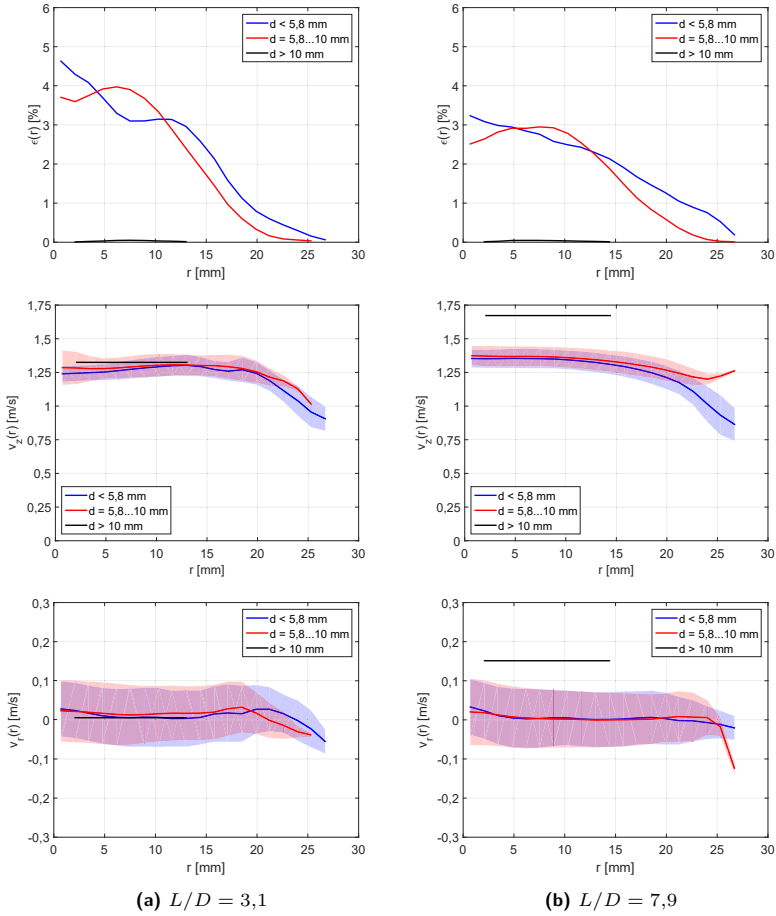


Abbildung 6.5: Gasgehaltsverteilungen sowie Profile der axialen und radialen Blasen-
geschwindigkeiten einer Blasenströmung mit $u_g = 0,0368 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und
 $u_l = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bei $L/D = 3,1$ und $7,9$

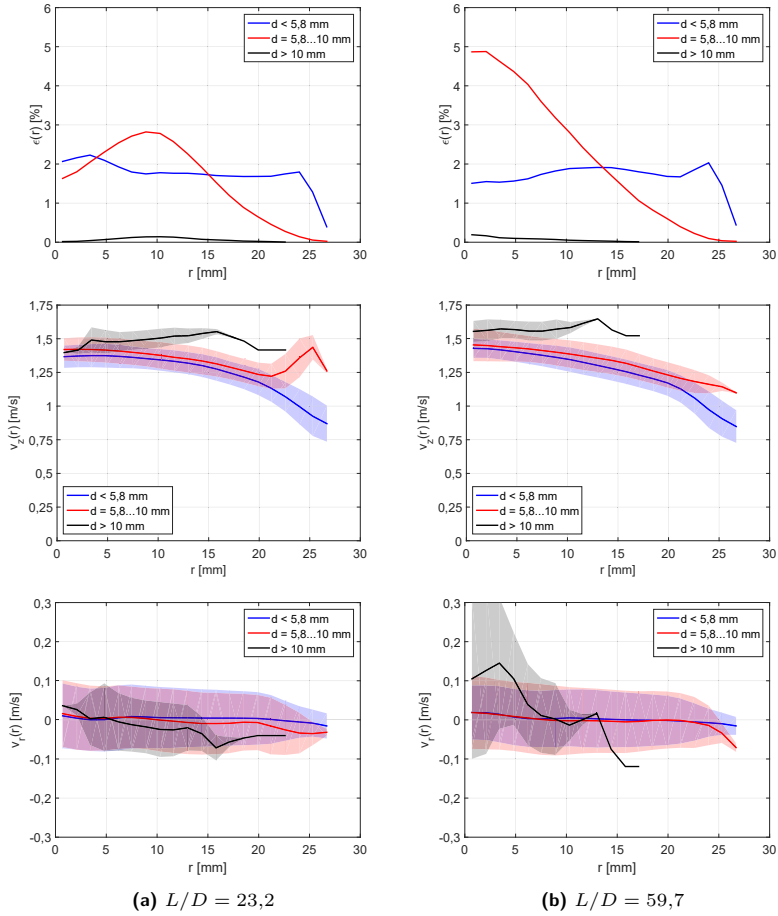


Abbildung 6.6: Gasgehaltsverteilungen sowie Profile der axialen und radialen Blasen-
geschwindigkeiten einer Blasenströmung mit $u_g = 0,0368 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und
 $u_l = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bei $L/D = 23,2$ und $59,7$

leicht höhere Axialgeschwindigkeiten als bei Gruppe 1 auf. Dieser Trend wird mit zunehmender Entfernung von der Gaseinspeisung deutlicher, was auf homogenisierende Interaktionen zwischen den Blasen infolge des Gaseinspeisestrahls hinweist. Die Verteilungsform entwickelt sich zu einer stetig fallenden Verteilung, wobei der negative Gradient zur Wand hin größer wird. Geschwindigkeitswerte in Bereichen, in denen der Gasgehalt nahezu Null ist, sind entsprechend ihrer statistischen Unsicherheit mit Vorsicht zu betrachten.

Die kleinen Unterschiede in den Axialgeschwindigkeiten resultieren letztlich von den unterschiedlichen Driftgeschwindigkeiten v_D , welche klar von den Blasengrößen abhängen. Der Schwarmeinfluss anderer, unterschiedlich großer Blasen macht sich hier zusätzlich bemerkbar: Während bei kleiner werdenden Einzelblasen mit $d_{aq} < 5,8$ mm die Relativgeschwindigkeit wieder ansteigt, besitzen Blasen gleicher Größe in Blasenschwärmen nach Roghair et al. (2013) geringere Driftgeschwindigkeiten.⁴

Die radialen Geschwindigkeitsprofile zeigen jeweils sehr geringe Werte um $0 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Dies entspricht den Erwartungen, da die radiale Blasenbewegung (als wesentlicher und relevanter Teil der gesamten lateralen Bewegung) nur sehr gering gegenüber der axialen Bewegung ist. Um eine Überinterpretation sehr kleiner Werte zu vermeiden, werden im Gegensatz dazu die Profile der Azimutalgeschwindigkeiten nicht gezeigt. Deren erwarteten, mittleren Werte entsprechen denen von drallfreien Rohrströmungen: Null.

Die Profile radialer Geschwindigkeiten haben für beide Blasenklassen bis $L/D = 3,1$ Werte größer Null. Dies bestätigt den oben beschriebenen Effekt der Aufweitung des Einspeisestrahls, da sich auch Blasen mit $d_{aq} > 5,8$ mm trotz negativem Liftkraft-Koeffizienten leicht zur Rohrwand hin bewegen. Aufgrund der geringen statistischen Sicherheit bei $r > 22$ mm durch den sehr kleinen Gasgehalt sind die abweichenden radialen Geschwindigkeiten in diesem Bereich vernachlässigbar. Mit zunehmender Strömungslänge nehmen die radialen Geschwindigkeiten der mittleren Blasenklasse kleinere Werte an. Bei $L/D = 7,9$ sind diese nahezu Null. Demzufolge sollte sich die seitliche Bewegung der Blasen in der mittleren Klasse ungefähr im Gleichgewicht befinden. Anhand der sehr ähnlichen Gasgehaltsverteilung dieser Klasse bei $L/D = 7,9$ und $L/D = 23,2$ kann dies bestätigt werden.

Bei $L/D = 23,2$ zeigt die zweite Blasenklasse bei $r > 10$ mm schon leicht negative Radialgeschwindigkeiten. Der Einfluss des Einspeisestrahls ist nicht mehr vorhanden und die Liftkraft, als größte treibende laterale Kraft, zwingt die größeren Blasen aus ihrem vermeintlichen Gleichgewicht

⁴Vgl. Gleichung (2.28) und Abschnitt 6.4.

heraus vermehrt zur Rohrmitte hin, während kleine Blasen weiterhin mit leicht positiven Werten zur Rohrwand hin migrieren. Als Ergebnis zeigen bei $L/D = 59,7$ beide Blasenklassen mit Werten bei Null nur geringe Unterschiede. Die seitliche Blasenbewegung ist somit fast im Gleichgewicht und daher kann die Blasenströmung als nahezu voll entwickelt bezeichnet werden (ähnliche Beobachtungen bei Lucas et al. 2005, 2007).

In den Abbildungen 6.7 - 6.9 werden die Profile von Gasgehalt, Axial- und Radialgeschwindigkeit für eine beispielhafte Pfropfenströmung gezeigt. Im Unterschied zur vorher dargestellten Blasenströmung ist der Gesamtgasgehalt groß genug, dass separate Blasen zu Taylor-Blasen koaleszieren⁵. Dementsprechend erhalten die Ergebnisse für die dritte Blasenklasse mit $d_{aq} > 10$ mm eine höhere Bedeutung.

Auf den ersten Blick scheint es zwischen den Gasgehaltsverteilungen bei den sechs verschiedenen Scanpositionen keinen nennenswerten Unterschied zu geben. Die erste Blasenklasse zeigt bereits bei $L/D = 3,1$ ein leichtes Maximum in Wandnähe. Bei der dritten Blasenklasse fällt der Gasgehalt vom Maximum in der Rohrmitte bis zur Wand stetig ab. Lediglich leichte Verschiebungen sind bei der zweiten Blasenklasse zu kleineren Radien hin feststellbar. Leichte Modifikationen sind bei der dritten Blasenklasse dennoch sichtbar. Die Entwicklung von Taylor-Blasen durch Koaleszenz zeigt sich durch weniger stark und gleichmäßiger abfallende Gasgehaltsprofile, da solche Pfropfen nahezu den gesamten Rohrquerschnitt ausfüllen. Das Auftreten einer solchen Blasenform hat auf die vor allem nachfolgende Strömung starke Auswirkungen. So bildet sich im Nachlauf ein torusförmiger Ringwirbel aus. Darin werden die auf Blasen wirkenden Kräfte wie Auftrieb, Schwerkraft und Liftkraft sehr stark überlagert. Die in Abschnitt 4.2.1.3 formulierte Annahme, dass zwischen Ende eines Nachlaufs und Beginn einer Taylor-Blase Blasenströmung vorliegt, kann auch durch die grundlegend ähnliche Gasverteilung für die beiden Klassen mit $d_{aq} < 10$ mm wie in den Abbildungen 6.4 - 6.6 bestätigt werden.

Die Profile der axialen Geschwindigkeit geben die Beobachtungen aus der Blasenströmung ebenfalls wieder. Die nach Gleichung (4.25) berechnete, zu erwartende Geschwindigkeit einer Taylor-Blase beträgt $v_{z,TB} = 2,118 \frac{m}{s}$. Dieser Wert wird für die dritte Blasenklasse in sehr guter Übereinstimmung erreicht. Auffallend sind die wesentlich breiteren Bänder der Standardabweichung gegenüber den Profilen der Blasenströmung. Dies liegt bei die beiden kleinen Blasenklassen an den verschiedenen Strömungsformen, die sich von den Eigenschaften einer Blasenströmung deutlich unterscheiden. Bei

⁵Vgl. Krepper et al. (2005).

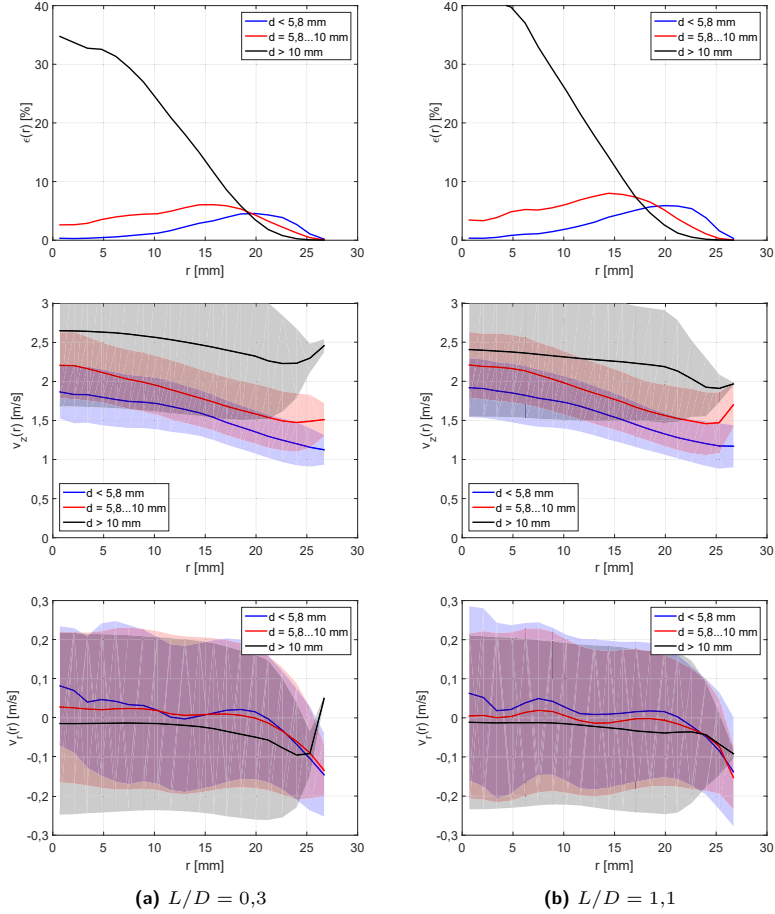


Abbildung 6.7: Gasgehaltsverteilungen sowie Profile der axialen und radialen Blasen-
geschwindigkeiten einer Pfropfenströmung mit $u_g = 0,534 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und
 $u_l = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bei $L/D = 0,3$ und $1,1$

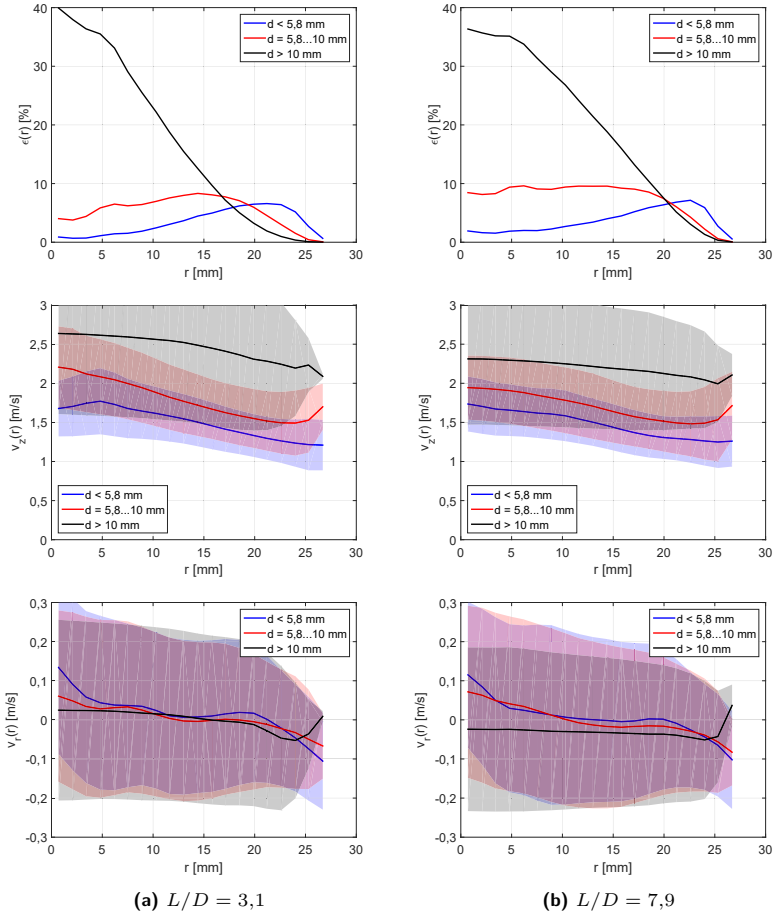


Abbildung 6.8: Gasgehaltsverteilungen sowie Profile der axialen und radialen Blasen- geschwindigkeiten einer Pfropfenströmung mit $u_g = 0,534 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $u_l = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bei $L/D = 3,1$ und $7,9$

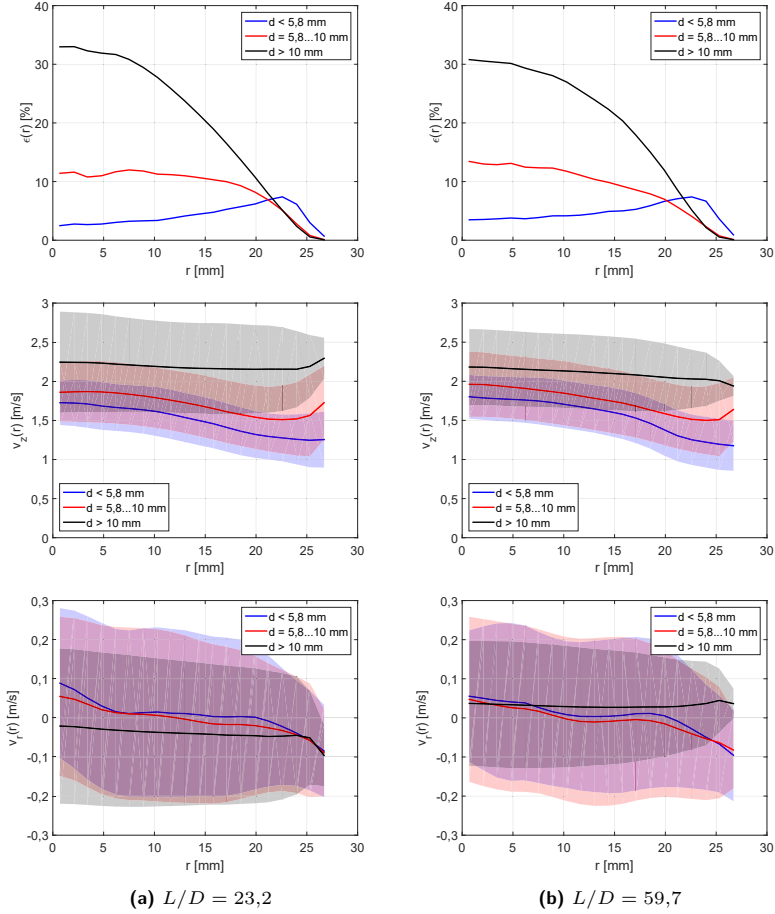


Abbildung 6.9: Gasgehaltsverteilungen sowie Profile der axialen und radialen Blasen-
geschwindigkeiten einer Pfropfenströmung mit $u_g = 0,534 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und
 $u_l = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bei $L/D = 23,2$ und $59,7$

der dritten Blasenklasse liegt es an der hohen Streuung der Blasengrößen in dieser Klasse sowie an der Segmentierungsqualität an der Spitze von Taylor-Blasen. So besitzen einerseits Blasen mit $d_{\text{aq}} \approx 10$ mm verhältnismäßig geringere Relativgeschwindigkeiten als Taylor-Blasen. Andererseits können wiederum bei Taylor-Blasen einzelne Clusterpaare durch künstliche Koaleszenzen an der Blasenspitze zu deutlich höheren oder niedrigeren Geschwindigkeiten führen, obwohl die Clusterzuordnung korrekt erfolgt. Solche Abweichungen lassen sich durch die volumengemittelte Geschwindigkeit der Blasenklasse abfangen, allerdings steigt dadurch die Standardabweichung.

Anhand der Profile der Radialgeschwindigkeiten wird sowohl die Wirkung der Liftkraft als auch die des torusförmigen Ringwirbels kombiniert ersichtlich. Zum einen zeigt die erste Blasenklasse in allen Scanpositionen, wie erwartet, höhere und meist positive, radiale Geschwindigkeitswerte gegenüber der mittleren Klasse. Diese neigen also weit mehr zur Migration an die Rohrwand. Zum anderen bewegen sich die Blasen der kleinen und mittleren Klasse nahe der Rohrmitte im Mittel zur Wand ($v_r > 0$) und nahe der Wand im Mittel eher zur Rohrmitte ($v_r < 0$). Diese beiden Bewegungsrichtungen sind im Wesentlichen unabhängig von der Blasengröße. Damit deuten diese Ergebnisse auf die Existenz von torusförmigen Wirbeln im Nachlauf einer Taylor-Blase hin. Die Blasenmigration in den Bereichen der Blasenströmung beeinflussen diese Ergebnisse kaum, denn deren radiale Geschwindigkeiten sind sehr gering. Die radialen Geschwindigkeiten der dritten Blasenklasse zeigen Werte nahe, aber nicht direkt Null, was jedoch zu erwarten war. Aufgrund der Volumenmittelung bestimmen hauptsächlich die Ergebnisse der Taylor-Blasen die Geschwindigkeitsverteilung der Klasse. Am Taylor-Blasenende auftretende Oszillationen⁶ verursachen jedoch scheinbare Verschiebungen der horizontalen Massenschwerpunkte zwischen beiden Tomographieebenen. Für die dritte Blasenklasse sind künstlich erzeugte Abweichungen der radialen Geschwindigkeit vom Erwartungswert Null die Folge.

Die zu beiden beispielhaften Strömungen gehörenden Blasengrößenverteilungen werden in Abbildung 6.10 gezeigt. Die Verteilungen der Blasenströmung an den verschiedenen Positionen zeigen ein nahezu identisches Spektrum bei $d_{\text{aq}} = 3 \dots 8$ mm. Kleinere bzw. größere Blasen sind quasi nicht existent. Dass sich die Verteilungen in ihrer monomodalen Form ab $L/D = 1,1$ nicht ändern, weist auf ein Gleichgewicht zwischen Koaleszenz und Auseinanderbrechen von Blasen hin, nachdem die Blasen bereits mit einer Quellgröße von etwa $d_{\text{aq}} \approx 4 \text{ mm} \pm 1 \text{ mm}$ in die kontinuierliche Was-

⁶Vgl. Tab. 2.1, Polonsky, Barnea et al. (1999).

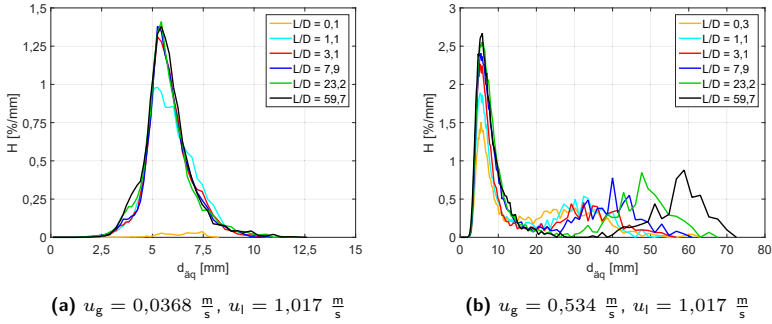


Abbildung 6.10: Blasengrößenverteilungen der beispielhaften Blasen- und Pfropfenströmung

serströmung eingeperlt wurden. Im Beispiel der Pfropfenströmung ändert sich hingegen die Größenverteilung mit zunehmender Strömungslänge. Wie schon in der Abbildung 6.2 wahrnehmbar, nimmt die Anzahl großer Blasen durch Koaleszenz mittelgroßer Blasen zu. Es bildet sich eine für Pfropfenströmungen charakteristische bimodale Verteilung mit einem ersten Maximum bei Blasengrößen mit $d_{aq} < 10 \text{ mm}$ und einem zweiten Maximum für die Taylor-Blasen mit $d_{aq} > 40 \text{ mm}$ aus.

Die nach Gleichung (4.37) und (4.39) aus den Gasgehalts- und Geschwindigkeitswerten ermittelte Gasleerrohrgeschwindigkeit an der höchsten Scanposition beträgt für die Blasenströmung $u_{g,\text{mess}} = 0,0338 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und für die Pfropfenströmung $u_{g,\text{mess}} = 0,454 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Die Abweichungen zu den Einspeisewerten betragen damit nur etwa -8% und -15% .

6.2 Gegenströmungen

Die Gegenströmung ist aufgrund der hohen Scherkräfte an den Blasenoberflächen eine interessante Strömungsform. Prinzipiell steigen die Blasen als disperse Phase auf, da die Geschwindigkeit der kontinuierlichen Wasserphase so gering ist, dass ein Mitreißen abwärts nicht auftritt. Vereinzelt Blasen werden jedoch in lokal begrenzten Strömungsbereichen stärker abgebremst.

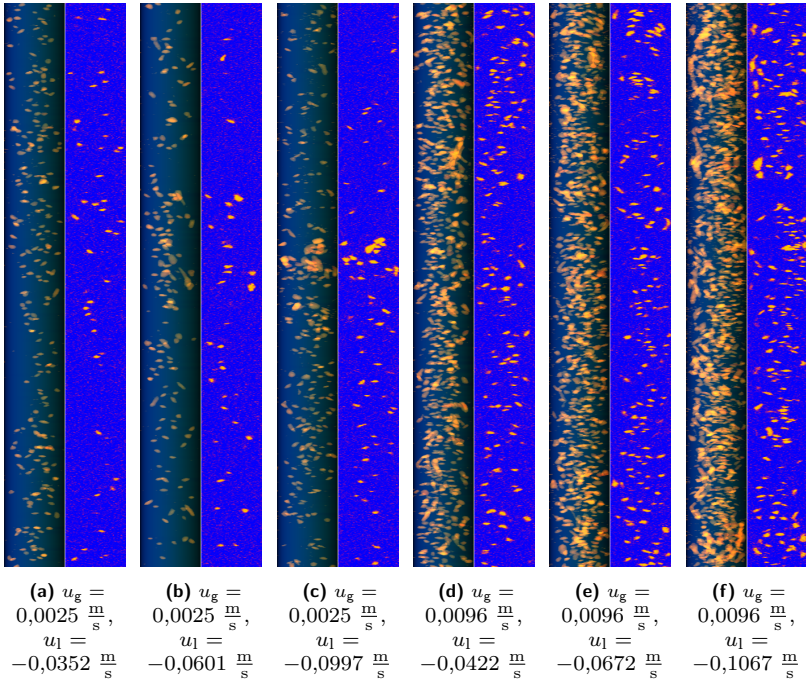


Abbildung 6.11: Seiten- und Schnittansichten für Gegenströmungen bei $L/D = 59,7$

6.2.1 Qualitative Daten

In Abbildung 6.11 werden sechs verschiedene Beispiele für Gegenströmungen im vertikalen Rohr bei einer Position von $L/D = 59,7$ gezeigt. Die Seitenansichten zeigen als ersten Eindruck je eine Blasenströmung, bei denen die Blasen fast gleichmäßig über dem Querschnitt verteilt sind. Vereinzelt Blasen, besonders in der Nähe der Rohrwand, werden in einer sehr langgezogenen, schlauchähnlichen Form dargestellt. Dies weist auf lokal stärker abwärts strömende Bereiche von Wasser hin, die die Blasen in deren Aufwärtsbewegung abbremsen und zu einer längeren Verweildauer in einer Tomographieebene zwingen. Die Bestimmung von Blasengeschwindigkeiten anhand der Morphologie ist daher für Gegenströmungen gut geeignet,

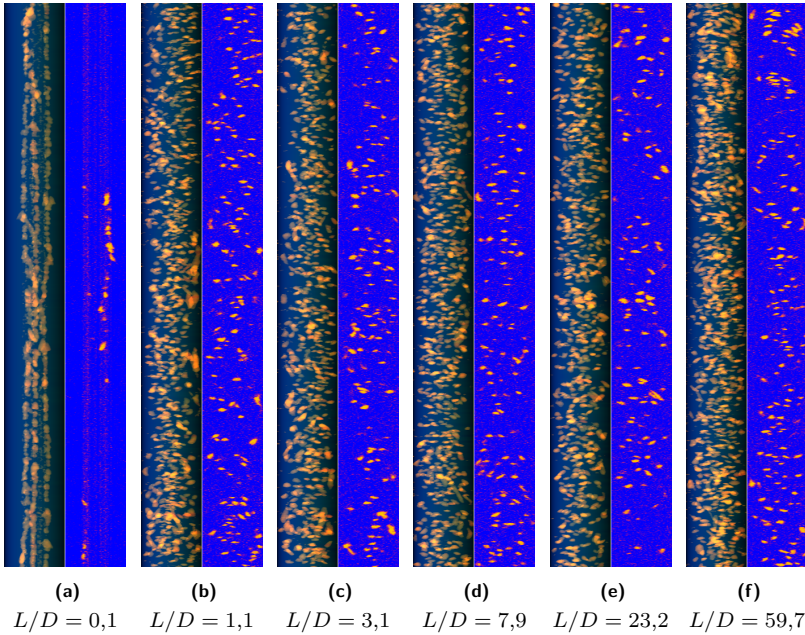


Abbildung 6.12: Seiten- und Schnittansichten für eine Gegenströmung mit $u_g = 0,0096 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $u_l = -0,0672 \frac{\text{m}}{\text{s}}$

sodass dieses Verfahren für die Erzeugung quantitativer Daten verwendet wird.

Die Entwicklung einer Gegenströmung ab dem Gaseinspeiser bis zu $L/D \approx 60$ ist in Abbildung 6.12 dargestellt. Interessanterweise ändert sich stromabwärts, beginnend bei etwa $L/D = 1$, die Morphologie kaum. Die Verteilung der Blasen über den Querschnitt scheint bei ähnlichen Blasengrößen gleich zu bleiben. Eine klare Entwicklung wie bei den aufwärts gerichteten Blasenströmungen ist visuell nicht zu erkennen.

6.2.2 Quantitative Daten

Die Diagramme mit den quantitativen Daten zu Gasgehalt sowie axialer und radialer Geschwindigkeit sind in den Abbildungen 6.13 - 6.15 dargestellt. Zur Ermittlung der Daten wurde die Korrelation zum Längen-

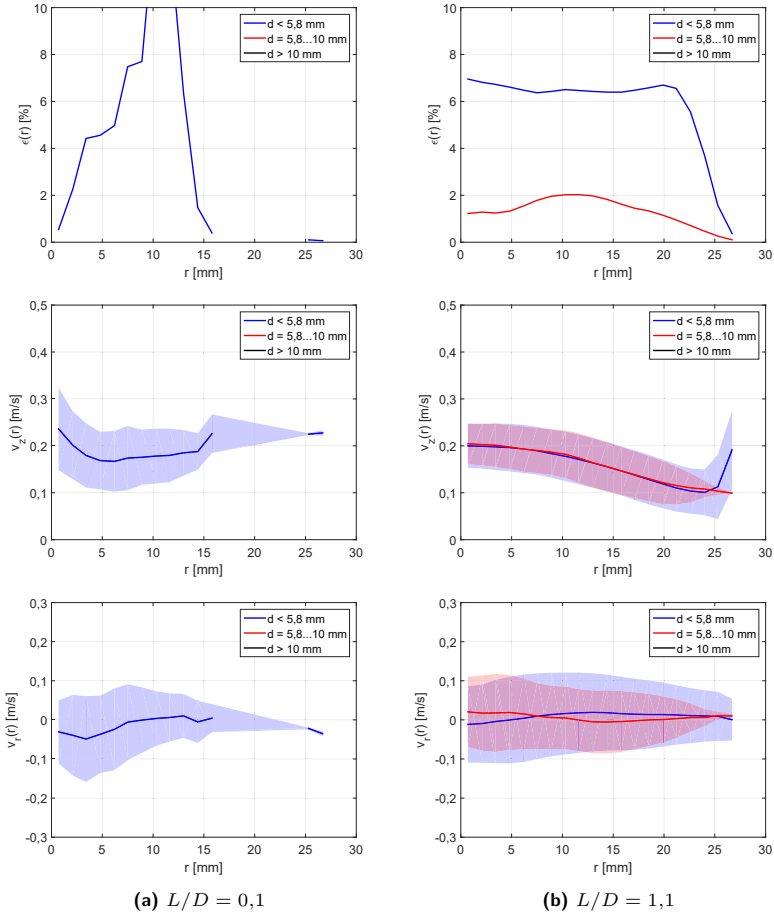


Abbildung 6.13: Gasgehaltsverteilungen sowie Profile der axialen und radialen Blaugeschwindigkeiten einer Gegenströmung mit $u_g = 0,0096 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $u_l = -0,0672 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bei $L/D = 0,1$ und $1,1$

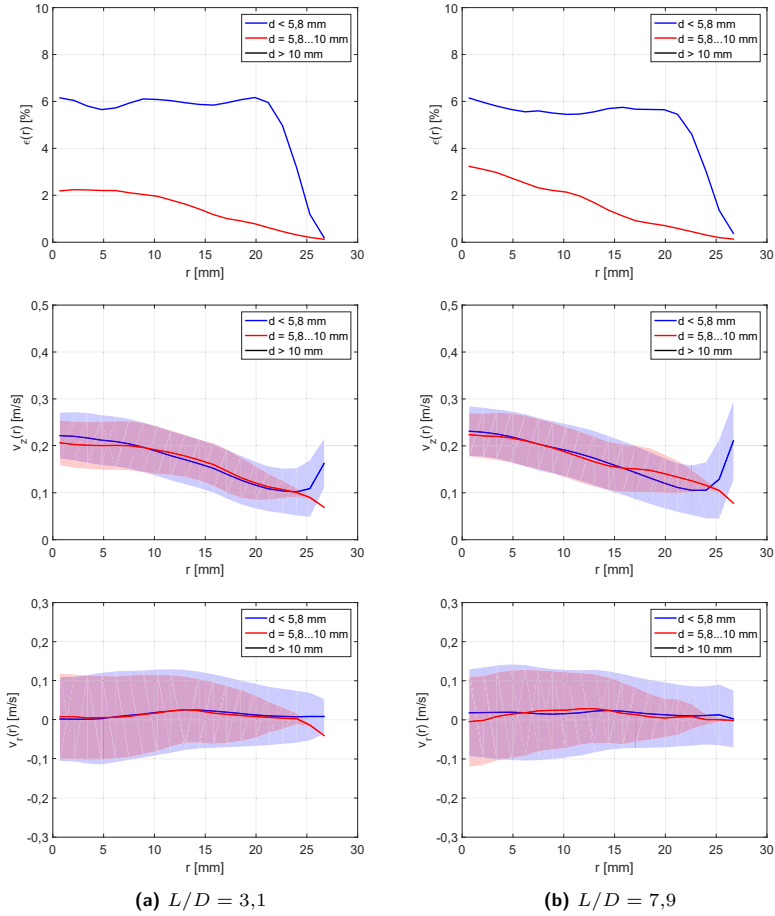


Abbildung 6.14: Gasgehaltsverteilungen sowie Profile der axialen und radialen Blaugeschwindigkeiten einer Gegenströmung mit $u_g = 0,0096 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $u_l = -0,0672 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bei $L/D = 3,1$ und $7,9$

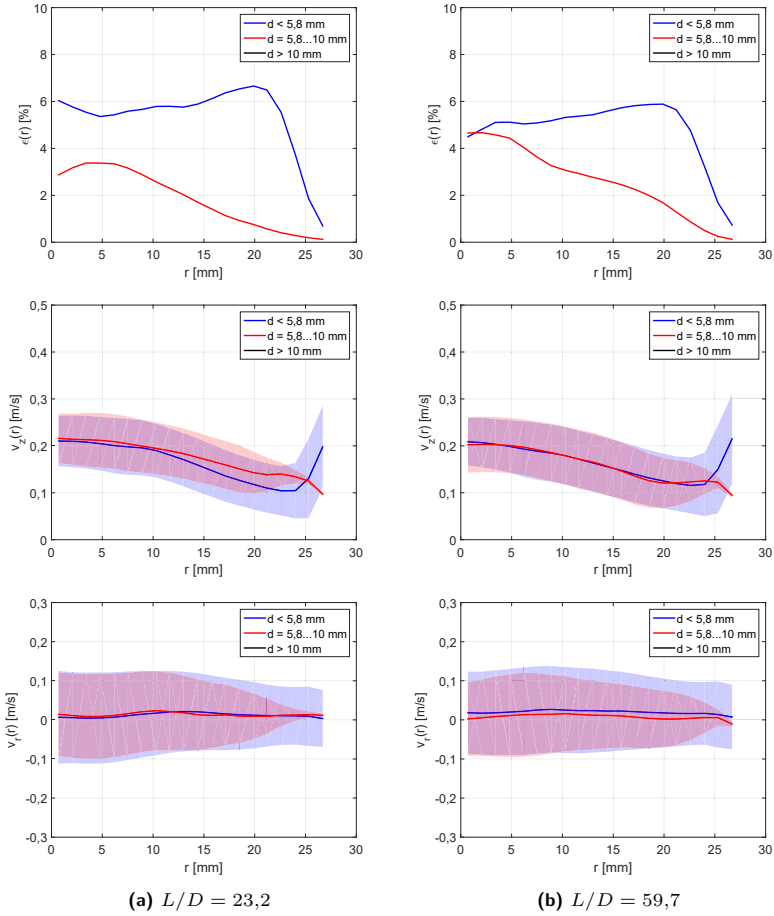


Abbildung 6.15: Gasgehaltsverteilungen sowie Profile der axialen und radialen Blaugeschwindigkeiten einer Gegenströmung mit $u_g = 0,0096 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $u_l = -0,0672 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bei $L/D = 23,2$ und $59,7$

Breiten-Verhältnis nach Besagni und Inzoli (2016)⁷ verwendet. Die Messung an der Einspeisung bei $L/D = 0,1$ gibt, ähnlich wie bei der aufwärts gerichteten Blasenströmung, nur bedingt gute Ergebnisse wieder. Die oben gezeigten Seitenansichten in Abbildung 6.12 (a) lassen auch erahnen, dass durch alleinige Nutzung der Morphologie ein Rückschluss auf Geschwindigkeiten nur bedingt möglich ist. Dies liegt am verwendeten Einspeisemodul M3 und der Tatsache, dass der Bildebenenabstand des Tomographen größer ist als der Abstand der unteren Bildebene zum Einspeisemodul.

Mit Blick auf die Diagramme ab $L/D = 1,1$ kann die oben beschriebene Beobachtung bestätigt werden, dass sich die Strömungsmorphologie ab dieser Position kaum ändert. Ab einer Rohrdurchmesserlänge nach dem Einspeiser zeigen sich je ähnliche, flache Gasgehaltsprofile für beide Klassen, welche ab einem Radius von $r \approx 20$ mm abfallen. Es erfolgte also schon eine Vergrößerung des von den Blasen genutzten Strömungsquerschnittes, im Gegensatz zum Beispiel der aufwärts gerichteten Blasenströmung. Die Geschwindigkeitsverteilungen zeigen nahezu identische, abfallende Formen. Dabei entspricht die mittlere Geschwindigkeit in der Rohrmitte in etwa der Relativgeschwindigkeit von Luftblasen im Wasser. Da die axialen Geschwindigkeiten bis etwa $r = 25$ mm auf knapp $v_z \approx 0,1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ abfallen, um anschließend zur Rohrwand hin wieder anzusteigen, findet der Großteil des abwärtigen Volumenstromes des Wassers im Ringbereich $10 \text{ mm} < r < 25 \text{ mm}$ statt. Die radialen Geschwindigkeiten zeigen leicht geringere Werte als bei der aufwärtigen Blasenströmung. Dies bestätigt die Vermutung einer schon im Gleichgewicht befindlichen Gegenströmung zusätzlich.

An den beiden Positionen $L/D = 3,1$ und $L/D = 7,9$ zeigen sich sehr ähnliche Gasverteilungen wie bei $L/D = 1,1$. Jedoch bildet sich allmählich für die kleine Blasenklasse ein globales Maximum bei $r \approx 20 \dots 22$ mm aus. Das Gasgehaltsprofil der mittleren Klasse entwickelt sich hingegen von einer flachen zu einer abfallenden Form mit einem Maximum in der Rohrmitte. Während die Profilentwicklung mit den positiven radialen Geschwindigkeiten der ersten Blasenklasse erklärt werden kann, so ist dies bei der zweiten Blasenklasse mit den ebenfalls überwiegend positiven Radialgeschwindigkeiten nicht möglich. Ein Erklärungsansatz besteht darin, dass die Profile beider Klassen bei beiden Positionen ab Radien mit $r > 10$ mm in den Werten nahezu identisch sind. Lediglich in der Rohrmitte kann eine Abnahme des Gasgehalts kleiner Blasen zugunsten der mittelgroßen Blasen festgestellt werden. Dies deutet auf eine positive Koaleszenzrate in der Rohrmitte hin, wobei die wirkenden, lateralen Blasenkräfte nur eine gering verändernde

⁷Vgl. Tab. 2.4.

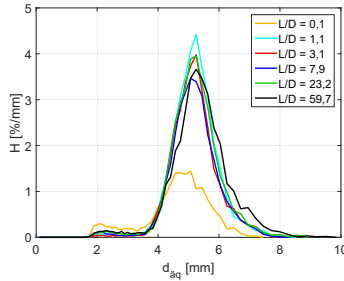


Abbildung 6.16: Blasengrößenverteilungen für die Gegenströmung mit $u_g = 0,0096 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $u_l = -0,0672 \frac{\text{m}}{\text{s}}$

Wirkung zeigen, da sich die Strömung bereits ab $L/D \approx 1$ offenbar in einem Gleichgewicht befindet. An den Profilen der axialen Geschwindigkeiten zeigen sich im Grunde keine Änderungen.

Diese Beobachtungen setzen sich bei beiden vom Einspeiser am weitesten entfernten Positionen fort. Das vorher eher flache Gasgehaltsprofil der ersten Klasse entwickelt sich zu einer Verteilung mit Maximum nahe der Rohrwand. Parallel dazu steigt der Maximalwert der Gasverteilung der mittleren Klasse leicht an und das Profil fällt deutlicher ab. Da die Radialgeschwindigkeiten nahezu konstant beim Wert Null verbleiben, können diese Änderungen mit einer leicht größeren Koaleszenzrate als Zerfallrate erklärt werden. Bei den axialen Geschwindigkeiten sind keine nennenswerten Änderungen ersichtlich.

In Abbildung 6.16 werden die Blasengrößenverteilungen an den sechs Positionen gezeigt. Anhand der monomodalen Verteilungen zwischen den Blasengrößen $d_{aq} = 4 \dots 8 \text{ mm}$ ist ersichtlich, dass sich das grundlegende Größenspektrum kaum ändert. Bei der Verteilung an der Position $L/D = 59,7$ zeigt sich jedoch eine leichte Verschiebung der Kurve zu etwas höheren Blasengrößen, womit das ganz leichte Verhältnis von Koaleszenz und Zerfall zugunsten der Koaleszenz nachgewiesen werden kann.

Die nach Gleichung (4.37) und (4.39) aus Gasgehalt und Geschwindigkeit ermittelte Gasleerrohrgeschwindigkeit an der höchsten Position beträgt $u_{g,\text{mess}} = 0,0088 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Die Abweichung zum Einspeisewert beträgt damit nur etwa -8% .

6.3 Abwärtsgerichtete Strömungen

Im Unterschied zu Gegenströmungen sind die Volumenströme der Flüssigphase bei abwärts gerichteten Strömungen groß genug, um die Blasen abwärts zu reißen. Dies führt zu höheren Scherkräften an den Blasenoberflächen, sodass, trotz gleicher Einspeiseparameter, deutliche Unterschiede zu den aufwärts gerichteten Strömungen feststellbar sind. Aufgrund der, um im gleichen Koordinatensystem zu bleiben, negativen Geschwindigkeit der Flüssigphase und der entgegengesetzten Richtung der Relativgeschwindigkeit der Blasen ist zudem mit einer Umkehrung der Wirkung der Liftkraft zu rechnen. Entsprechend sollten sich größere Blasen zur Rohrwand hin bewegen und kleinere zur Rohrmitte. Aufgrund der größeren Oberflächenkräfte an der Rohrwand überwiegt die Zerfallsrate in dieser Region, sodass sich ein Kreislauf von Blasen einstellen sollte: Kleine Blasen koaleszieren und migrieren Richtung Wand, wo diese wieder in kleinere Blasen zerrissen werden, die zur Rohrmitte migrieren usw.

6.3.1 Qualitative Daten

Abbildung 6.17 zeigt abwärts gerichtete Strömungen bei konstanter Flüssigleerrohrgeschwindigkeit sowie zunehmender Gasleerrohrgeschwindigkeit. In diesen Ansichten werden die morphologischen Unterschiede zwischen aufwärts und abwärts gerichteten Strömungen sehr deutlich. So zeigt sich im Vergleich der Abbildungen 6.1 und 6.17, dass abwärts gerichtete Strömungen prinzipiell zu einem höheren Gasgehalt neigen. Dies führt dazu, dass sich ab einem Grenzgasgehalt die Koaleszenzrate nahezu schlagartig erhöht und sich Pfropfenblasen bilden⁸. Dies würde auch die Ergebnisse von Ishii et al. (2004) bestätigen, welche eine „kinematische Schockregion“ fanden, in welcher der Übergang zur Ringstrahlenströmung vollzogen wird. Wie in Abb. 6.17 (e) ersichtlich, liegen in diesem Regime Gaspfropfen vor, während sich bei aufwärtigen Strömungen mit gleichen Einspeiseparametern nur kleinere Kappenblasen bilden können. Die führende Blase an der Spitze der Taylor-Blase sowie die Spitze selbst befinden sich nicht in der direkten Rohrmitte, sondern nahe der Wand, was als Hinweis auf die umgekehrt wirkende Liftkraft gedeutet werden kann. Bei weiter steigendem Gasgehalt schlägt das Regime zu turbulent-aufgewühlter und Ringstrahlenströmung über (Abb. 6.17 (f) und 6.17 (g)).

Ein Coring-Effekt, wie in der Literatur beschrieben, kann visuell nur für die beiden Blasenströmungen in Abb. 6.17 (a) und 6.17 (b) bestätigt werden.

⁸Vgl. Usui (1989) bzw. Tab. 2.3.

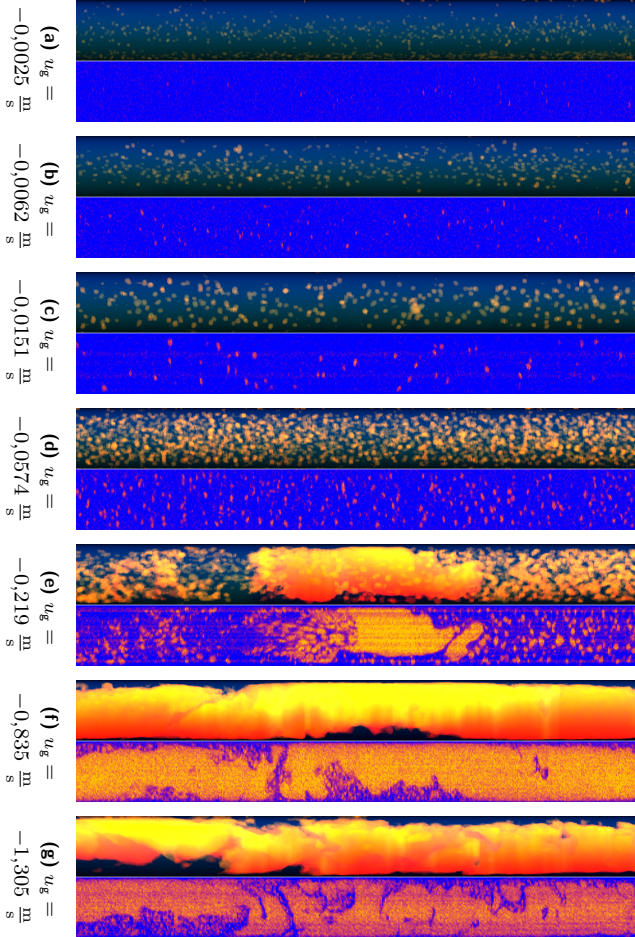


Abbildung 6.17: Seiten- und Schnittansichten für verschiedene Regime abwärts gerichteter Wasser-Luft-Strömungen mit konstanter Flüssigrohrgeschwindigkeit $u_l = -1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bei $L/D = -56,8$

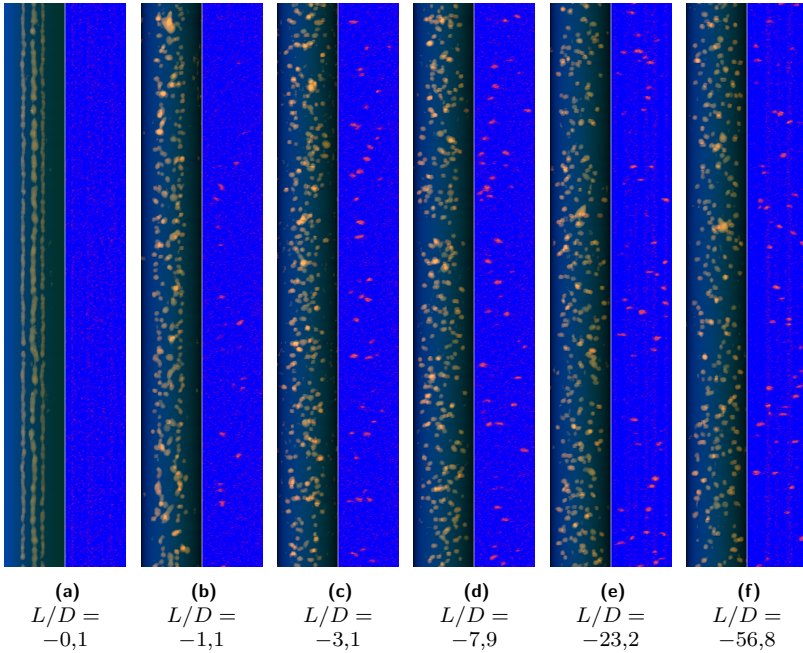


Abbildung 6.18: Seiten- und Schnittansichten für eine abwärts gerichtete Blasenströmung mit $u_g = -0,0151 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $u_l = -1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}$

In den beiden weiteren Blasenströmungen sind die Blasen scheinbar über den gesamten Rohrquerschnitt verteilt. Ein Grund dürfte, in Übereinstimmung mit Bhagwat und Ghajar (2012), in der relativ hohen Geschwindigkeit des Wassers liegen, die durch den zunehmenden Gasvolumenstrom ebenfalls ansteigt. Auffallend sind zudem die visuell erkennbaren, kleineren Blasengrößen im Vergleich zu aufwärts gerichteten Strömungen (Abb. 6.17 (a) - 6.17 (c)).

In Abbildung 6.18 wird die Entwicklung einer abwärtigen Blasenströmung visuell dargestellt. Gut erkennbar ist die Entwicklung der Blasenpositionen von der zentralen Einspeisung bis über den gesamten Querschnitt. Die Blasengrößen ändern sich dabei nur wenig. Ab einer Entfernung von etwa acht Durchmesserlängen von der Gaseinspeisung können immer wieder Blasen mit einem sehr geringen Abstand zur Rohrwand beobachtet

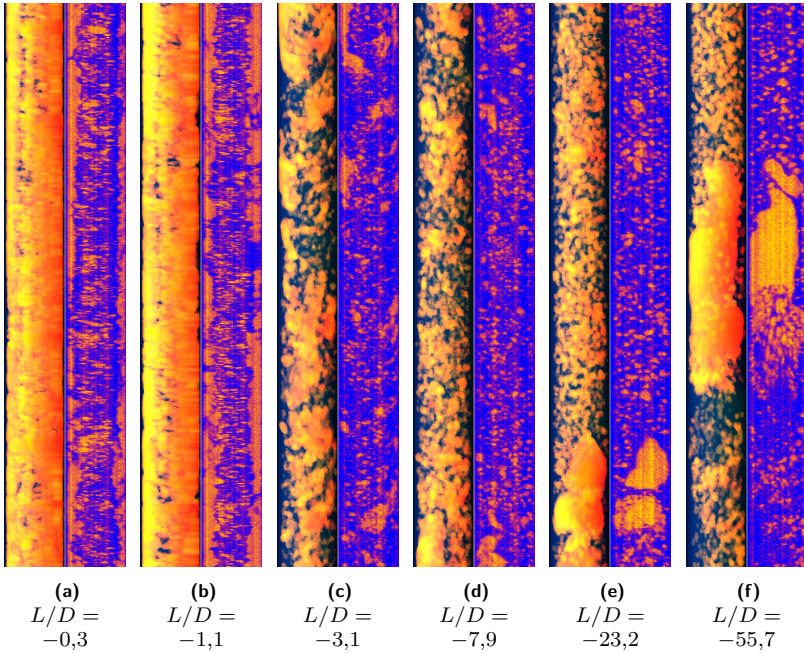


Abbildung 6.19: Seiten- und Schnittansichten für eine abwärts gerichtete Pfropfenströmung mit $u_g = -0,219 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $u_l = -1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}$

werden. Eine Ansammlung der Blasen im Rohrzentrum kann also in diesem Fall nicht bestätigt werden. Die Blasen sind relativ gleichmäßig über dem Querschnitt verteilt. Eine Aussage über die Umkehrung der Liftkraft kann an diesem qualitativen Beispiel durch die enge, monomodale Blasengrößenverteilung nicht getroffen werden.

In Abbildung 6.19 werden Seitenansichten der Entwicklung einer Pfropfenströmung von Einspeisung bis etwa $L/D \approx -56$ gezeigt. Die ersten beiden Ansichten zeigen an der Rohrwand längliche, scheinbar schlauchartige Blasen. Diese sind Effekte der Einspeiserkonstruktion, die aufgrund bestehender Randbedingungen nicht anders umgesetzt werden kann. Es zeigt sich jedoch, dass diese Nebeneffekte bereits mit einem Abstand von drei Rohrdurchmessern bis $L/D = -3,1$ eliminiert werden und sich die Strömung ungehindert entwickeln kann.

Mit zunehmender Strömungslänge bilden sich größere Gaspfropfen, ähnlich denen in aufwärts gerichteter Strömung, aus. Dabei zeigt die Morphologie um eine Pfropfenblase herum ähnliche Eigenschaften: Oberhalb normale Blasenströmung, seitlich ein dünner Flüssigfilm und unterhalb ein größerer, stark dynamischer Nachlauf. Bei den größeren Blasen in den Ansichten 6.19 (d) - 6.19 (f) erkennt man außerdem, dass diese sich entweder in der Nähe der Rohrwand aufhalten oder, besonders im Fall von Pfropfen, deutlich ausgeprägtere und dezentrale Spitzen als bei aufwärtigen Strömungen aufweisen. Damit kann die oben geäußerte Vermutung, dass große Blasen durch die umgekehrte Liftkraft zur Wand migrieren, in diesem Beispiel visuell bestätigt werden.

6.3.2 Quantitative Daten

Die Diagramme zu den quantitativen Daten der zwei vorgestellten abwärts gerichteten Strömungen befinden sich in den Abbildungen 6.20 - 6.22 sowie 6.23 - 6.25. Die dieser Studie zu Grunde liegenden Regimeparameter lauten:

- $u_g = -0,0151 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_l = -1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}},$
- $u_g = -0,219 \frac{\text{m}}{\text{s}}, u_l = -1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}},$
- $f_S = 1000 \text{ Hz}, t_{\text{mess}} = 10 \text{ s},$
- $L/D = -0,1/-0,3; -1,1; -3,1; -7,9; -23,2 \text{ und } -56,7/-55,7$

An der Einspeisung in Abb. 6.20 (a) zeigt die Messung der Blasenströmung gut die punktuelle Gaseinperlung bei einer radialen Position von etwa $r \approx 10 \text{ mm}$ mit einer mehrheitlichen Quellblasengröße $d_{\text{aq}} < 5,8 \text{ mm}$. Sowohl die axialen als auch die radialen Geschwindigkeitswerte geben zwar gute Trendangaben, basieren aber jeweils auf einer insuffizienten statistischen Grundlage. Aufgrund des niedrigen Abstandes zur Einspeisung mit $|L/D| = 0,1$ nimmt die Strömungsentwicklung zwischen beiden Tomographieebenen mit einem dimensionslosen Abstand $a/D \approx 0,19$ einen relativ starken Einfluss. An der Position $L/D = -1,1$ ist dies nicht mehr der Fall. Die Gasblasen befinden sich hauptsächlich in einem Ringbereich $5 \text{ mm} < r < 18 \text{ mm}$ und sind aufgrund von Koaleszenzen in beiden kleinen Größenklassen enthalten. Beide Gasgehaltsprofile zeigen somit eine Aufweitung des durchströmten Querschnitts, wie es auch in den Seitenansichten im Vergleich mit der Position an der Einspeisung (Abb. 6.18 (a) und 6.18 (b)) ersichtlich ist. Die im

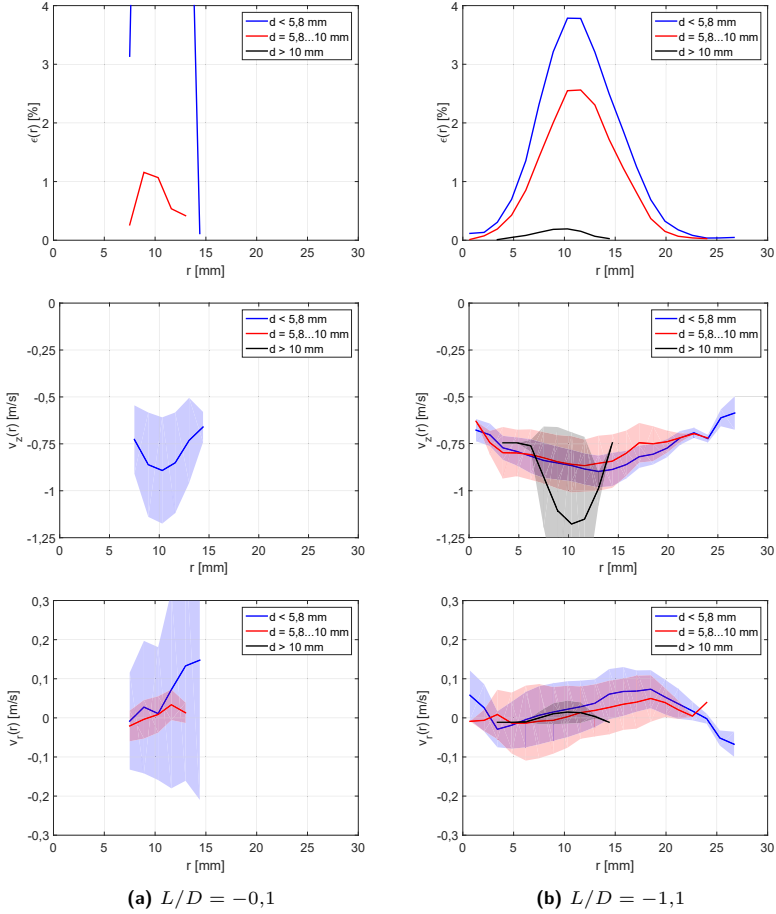


Abbildung 6.20: Gasgehaltsverteilungen sowie Profile der axialen und radialen Blasen- geschwindigkeiten einer Blasenströmung mit $u_g = -0,0151 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $u_l = -1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bei $L/D = -0,1$ und $-1,1$

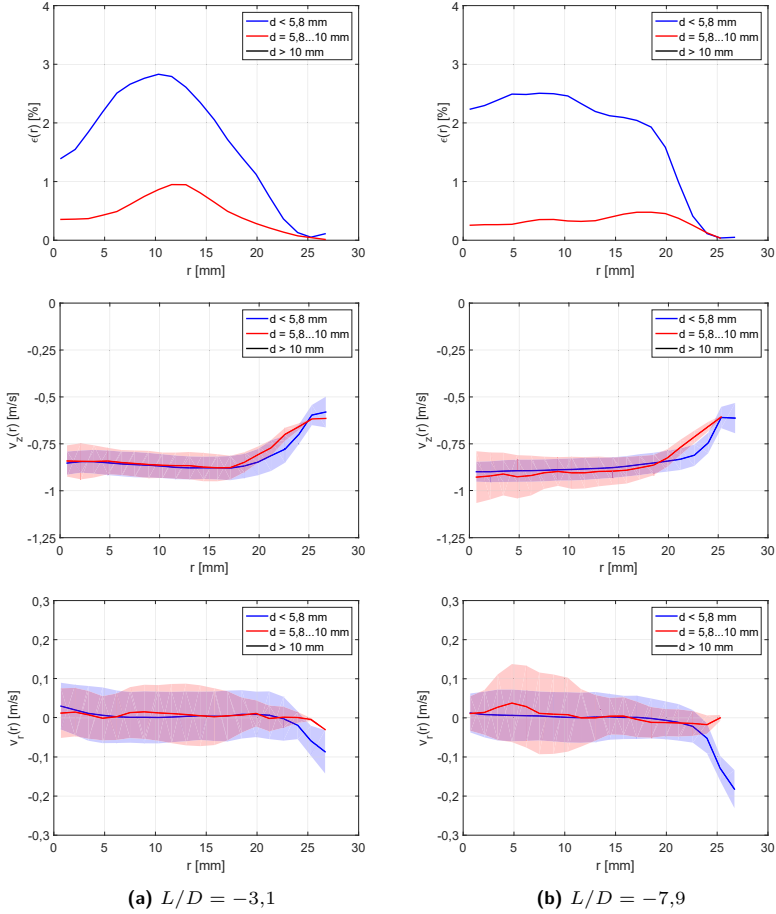


Abbildung 6.21: Gasgehaltsverteilungen sowie Profile der axialen und radialen Blasen-
geschwindigkeiten einer Blasenströmung mit $u_g = -0,0151 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und
 $u_l = -1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bei $L/D = -3,1$ und $-7,9$

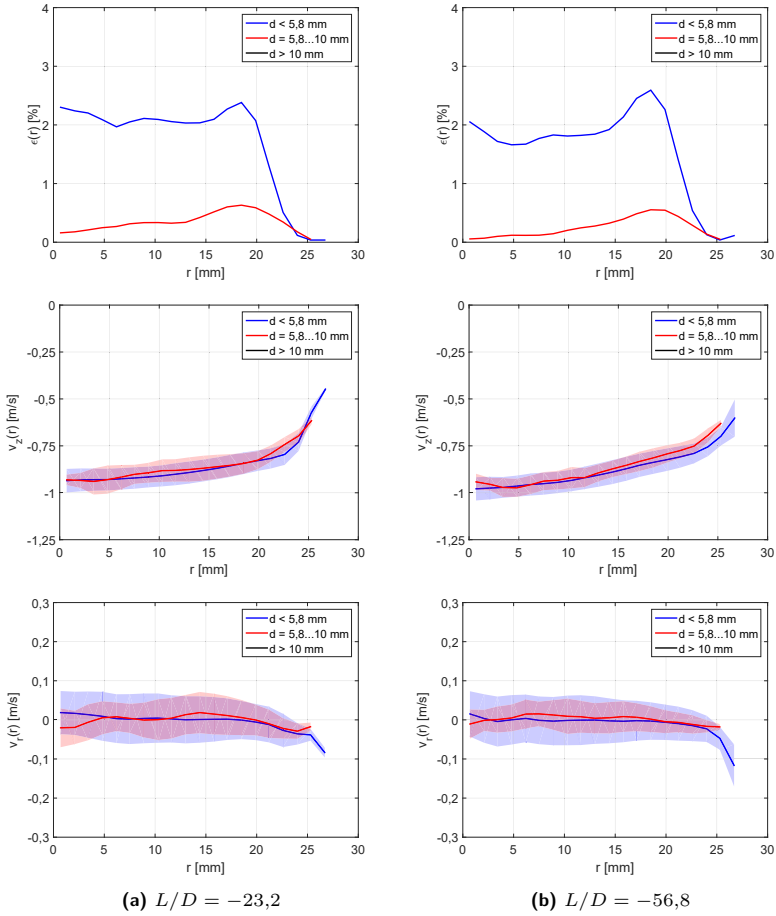


Abbildung 6.22: Gasgehaltsverteilungen sowie Profile der axialen und radialen Blasen- und Geschwindigkeiten einer Blasenströmung mit $u_g = -0,0151 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $u_l = -1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bei $L/D = -23,2$ und $-56,8$

Diagramm enthaltene Blasenklasse $d_{\text{aq}} > 10$ mm kann auf künstliche Agglomeration während der Segmentierung zurückgeführt und daher im Ergebnis vernachlässigt werden. Die axiale Geschwindigkeitsverteilung zeigt Werte $v_z < -0,6 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Der zu beiden Seiten ansteigende Trend erklärt sich in Wandnähe durch deren Einfluss und in der Rohrmitte durch einen kleinen Nachlaufbereich des Gaseinspeisers, der zu mathematisch höheren lokalen Flüssiggeschwindigkeiten und damit zu höheren Gasgeschwindigkeiten führt. Die positiven Werte der Radialgeschwindigkeiten spiegeln die laterale Blasenbewegung zu einem größeren durchströmten Querschnitt wieder.

An den Scanpositionen $L/D = -3,1$ und $-7,9$ deuten die Verläufe beider Blasenklassen und deren Maxima den Trend an, dass sich größere Blasen eher zur Wand und kleinere Blasen eher ins Zentrum bewegen. Dennoch bleibt eine Verteilung von Blasen beider Klassen über den Rohrquerschnitt bis zu einem Radius $r \approx 23$ mm bestehen. Der Ringbereich bis an die Wand ist nahezu frei von Blasen. Beide Beobachtungen bestätigen die Erwartungen betreffs umgekehrter Liftkraft zur lateralen Blasenmigration sowie des Corings. Allerdings zeigt sich, dass das Coring eine stetig nachlassende Wirkung zum Wandbereich hin besitzt. Damit bestätigt sich ein nachlassender Effekt bei zunehmendem Gesamtvolumenstrom, wie anhand der qualitativen Daten vermutet wurde. Die Geschwindigkeitsprofile formen allmählich ein nahezu konstantes Profil aus, welches nur an der Wand eine geringere Absolutgeschwindigkeit aufweist. Damit bestätigt sich die Erklärung zur niedrigeren Absolutgeschwindigkeit aufgrund des Nachlaufs vom Einspeisemodul bei $L/D = -1,1$ in der Rohrmitte. Obwohl die radialen Geschwindigkeiten nahezu Null sind und sich zwischen den Blasenklassen kaum unterscheiden, zeigt sich bei beiden Positionen in Abb. 6.21 (a) und 6.21 (b) ab $r \approx 20$ mm ein einheitlicher Trend zu vorwiegend negativen Werten. Ab diesem Bereich dürfte der Einfluss des Flüssigfilms zunehmen, der für den Coring-Effekt symptomatisch ist. Scheinbar drückt der Flüssigfilm die Blasen in den zentrumsnahen Bereich zurück.

Bei beiden Positionen $L/D = -23,2$ und $-56,8$ zeigen sich ebenfalls sehr ähnliche Verläufe. Anhand der Gasgehaltsprofile ist klar ersichtlich, dass sich die Blasen der Klasse $d_{\text{aq}} > 5,8$ mm vorwiegend im äußeren Bereich des Rohrquerschnitts aufhalten. Kleinere Blasen der Klasse $d_{\text{aq}} < 5,8$ mm verteilen sich bis auf den Bereich des Flüssigfilms zwar vorwiegend gleichmäßig über den Querschnitt, bilden jedoch ein Maximum bei etwa $r \approx 18$ mm aus. Da in diesem Bereich bei beiden Scanpositionen das Maximum jeweils beider Klassen liegt, könnte in diesem Bereich ein Schwerpunkt von Blasenkoaleszenz und -zerfall sein: Größere Blasen migrieren nach außen, wo diese aufgrund höherer Scherkräfte am Übergang zum Flüssigfilm in klei-

nere Blasen zerfallen. Obwohl sich durch die kleineren Blasengrößen die Liftkraft-Koeffizienten umkehren, koaleszieren viele Blasen erneut. Dieser bereits oben beschriebene, erwartete Kreislauf scheint sich also in einem engeren Radiusbereich und Zeitfenster abzuspielen, sodass er nur schwer messtechnisch zu erfassen ist. Allerdings ist dies ein Hinweis darauf, dass sich die Strömung trotz fortlaufender Blasenkoaleszenz und -zerfall in oder nahe einem Gleichgewicht befindet. Diese Vermutung erhärtet sich anhand der nahezu gleichen axialen Geschwindigkeitsprofile. Dass die Profile der Blasenklasse $d_{\text{äq}} > 5,8$ mm meist oberhalb der ersten Klasse liegen, bestätigt die leicht höheren Relativgeschwindigkeiten größerer Blasen.

In den Diagrammen der Abbildungen 6.23 - 6.25 werden die quantitativen Auswertungen der abwärts gerichteten Pfropfenströmung gezeigt. Wie bereits anhand der Seitenansichten in Abb. 6.19 (a) und 6.19 (b) beobachtet, befinden sich aufgrund der Konstruktion des Einspeisers in dessen Nachlauf nahe der Rohrwand Gasfahnen, die durch das Scannen in einer Ebene schlauchähnlich abgebildet werden. Diese repräsentieren sich im Gasgehaltsprofil durch die dritte Blasenklasse bei $r > 18$ mm, deren Gasgehaltsanteil bei $L/D = -1,1$ bereits deutlich abnimmt. Die sehr hohen negativen Gasgeschwindigkeiten können, wie bereits im Abschnitt 6.1.2 beschrieben, durch die lokale Beschleunigung infolge der Verengung auf etwa 56 % des eigentlichen Rohrquerschnitts durch den Einspeiser stammen. Die breiten Bereiche der Standardverteilung weisen allerdings auf eine starke Geschwindigkeitsfluktuation hin. Dies ist an der Einspeisung aufgrund sich verändernder Querschnittsgeometrien durchaus zu erwarten. Allerdings dürfte die Ursache hierfür eher in den schlauchähnlich abgebildeten Gasfahnen und der dadurch beeinträchtigten Segmentierung und Clusterpaarzuordnung liegen.

An den beiden mittleren Positionen zeichnet sich ein etwas klareres Bild ab. Die Gasgehaltsverteilungen der drei Klassen zeigen jeweils nahezu gleichmäßig verteilte Blasen über dem Rohrquerschnitt. Dabei überrascht, dass die Maxima der kleinen Blasenklassen nahe der Rohrwand liegen. Auffallend ist zudem, dass beide Klassen der kleinen Blasen bei $L/D = -7,9$ jeweils höhere Gasgehalte besitzen als bei $L/D = -3,1$, obwohl die Seitenansichten in Abb. 6.19 eine ähnliche Morphologie zeigen. Beide Beobachtungen dürften mit dem Zerfall der wandnahen Gasfahnen an der Einspeisung erklärbar sein: Größere, von den Gasfahnen abgerissene Strukturen, die zwischen beiden Scanpositionen zerfallen und bei $L/D = -3,1$ mittels der Clusterpaarzuordnung nicht erfasst werden können, zeigen den leichten Einfluss der Gaseinspeisung noch auf. Die Geschwindigkeitsverteilungen entsprechen bereits vergleichmäßigten axialen Strömungen, die eine leichte,

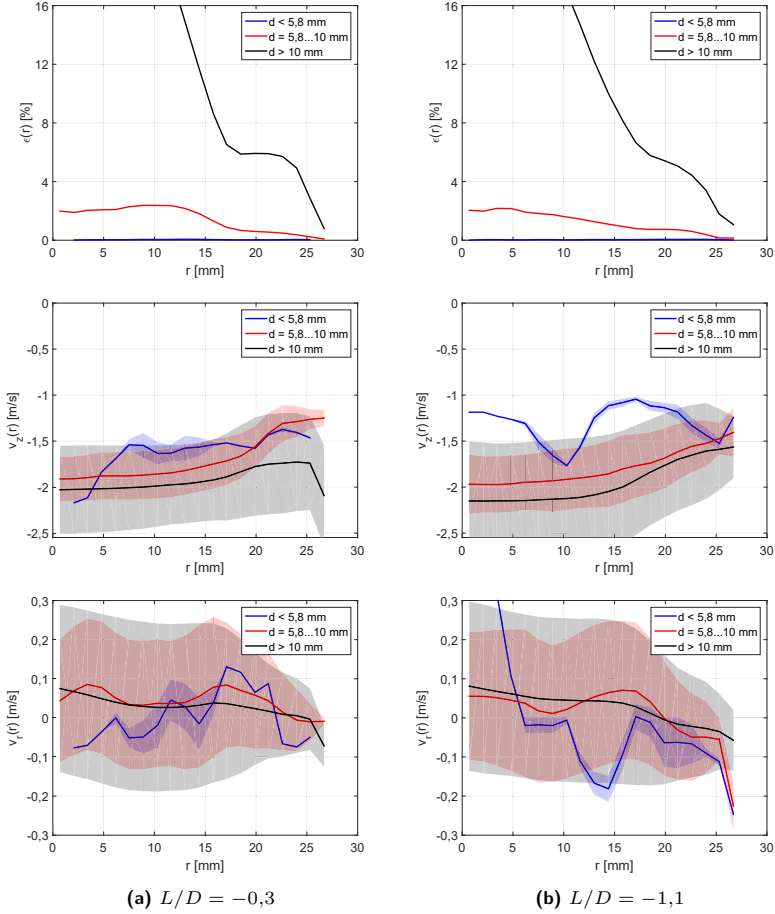


Abbildung 6.23: Gasgehaltsverteilungen sowie Profile der axialen und radialen Blasen-
geschwindigkeiten einer Pfropfenströmung mit $u_g = -0,219 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und
 $u_l = -1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bei $L/D = -0,3$ und $-1,1$

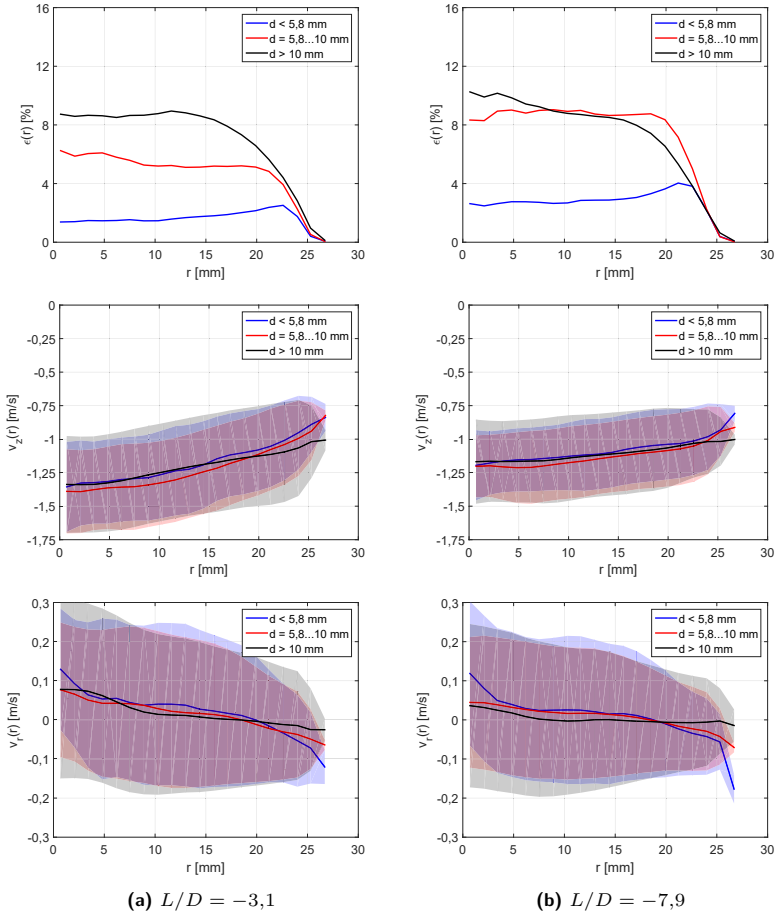


Abbildung 6.24: Gasgehaltsverteilungen sowie Profile der axialen und radialen Blasen-
geschwindigkeiten einer Pfropfenströmung mit $u_g = -0,219 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und
 $u_l = -1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bei $L/D = -3,1$ und $-7,9$

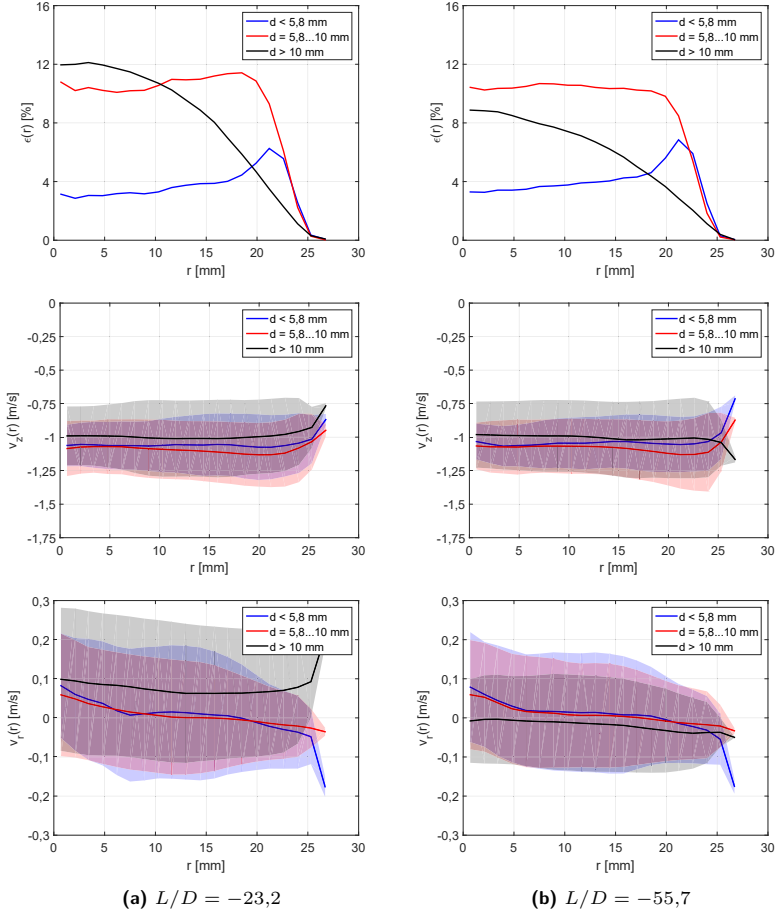


Abbildung 6.25: Gasgehaltsverteilungen sowie Profile der axialen und radialen Blasen-
geschwindigkeiten einer Pfropfenströmung mit $u_g = -0,219 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und
 $u_l = -1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bei $L/D = -23,2$ und $-55,7$

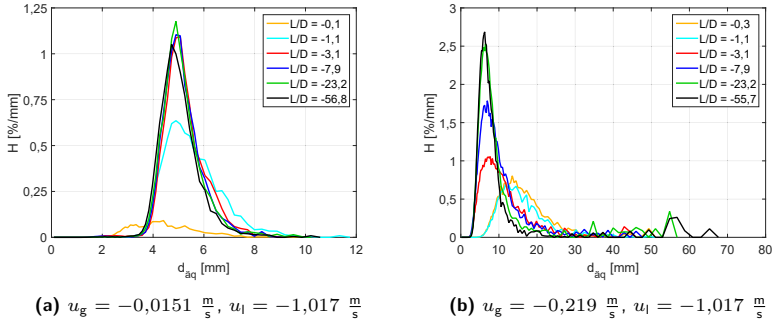


Abbildung 6.26: Blasengrößenverteilungen der beispielhaften Blasen- und Pfropfenströmung

kreiselnde Bewegung der radialen Blasenpositionen aufweisen, ähnlich wie bei den aufwärts gerichteten Pfropfenströmungen.

Die anhand der Ergebnisse der beiden mittleren Positionen beschriebene Strömungsentwicklung setzt sich bis einschließlich $L/D = -55,7$ fort. Während die Profile der axialen Geschwindigkeiten jeweils eine nahezu konstante Verteilung bei etwa $v_z = -1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ zeigen, bildet sich das Gasgehaltsmaximum der kleinen Blasenklasse weiter aus. Dieses Ergebnis steht demnach der Erwartung, dass sich kleine Blasen aufgrund der umgekehrten Liftkraft vorwiegend in der Rohrmitte aufhalten, entgegen. Es bestätigt aber ähnliche Beobachtungen bei der abwärts gerichteten Blasenströmung. Aufgrund der nahezu konstanten Geschwindigkeitsverteilung der Gasblasen dürfte ein Geschwindigkeitsprofil der Flüssigphase ebenfalls nur einen marginalen Gradienten aufweisen. Demnach würde die Liftkraft nach Gleichung (2.20) auch nur sehr geringe Werte annehmen, sodass eine laterale Blasenmigration quasi nicht stattfindet. Kleine Blasen, welche z. B. seitlich von einer Taylor-Blase abgeschernt werden, würden an deren radialer Position nahe der Rohrwand verbleiben.

Die zu beiden oben diskutierten Strömungsregimen gehörenden Blasengrößenverteilungen werden in Abbildung 6.26 gezeigt. Anhand der relativ ähnlichen Verteilungen bei der Blasenströmung, kann die Beobachtung aus den Seitenansichten bestätigt werden, dass sich die Blasengrößen sich kaum ändern. Vor allem die Ergebnisse ab $L/D = -3,1$ stromabwärts zeigen de facto identische Blasengrößen. Die anhand der Gasgehaltsprofile geäußerte Vermutung, dass sich Blasenzerfall und -koaleszenz sehr zeitig in einem

Gleichgewicht befinden, lässt sich demnach bestätigen. Interessanterweise wurden außer an der Einspeisung fast keine Blasen mit einer Größe von $d_{\text{aq}} = 2 \dots 4$ mm erfasst. Eine ähnliche Beobachtung zeigte sich bei der vorgestellten Gegenströmung in Abbildung 6.16. Da Blasengrößen ab $d_{\text{aq}} = 2$ mm vom Tomographen abgebildet werden können, lässt dies den Schluss zu, dass Blasen mit $d_{\text{aq}} < 4$ mm stark zur Koaleszenz neigen, größere Blasen jedoch nicht in Blasengrößen unter diesem Schwellwert zerfallen.

Die Blasengrößenverteilung der Pfropfenströmung in Abb. 6.26 (b) zeigt eine für dieses Regime typische Entwicklung: Eine monomodale Verteilung an der Einspeisung, die sich durch Zerfall einerseits und Koaleszenz andererseits zu einer bimodalen Verteilung entwickelt. Dabei kann gut beobachtet werden, dass das Maximum der kleinen Blasen ab $L/D = -3,1$ zunehmend anwächst. Im Vergleich zeigen beide Maxima der Positionen $L/D = -23,2$ und $-55,7$ einen fast identischen Verlauf, sodass ein Gleichgewicht zwischen Blasenzerfall und Koaleszenz angenommen werden kann. Allgemein lässt sich festhalten, dass die Anstiege der Kleinblasenspitzen jeweils bei etwa $d_{\text{aq}} \approx 2 \dots 3$ mm beginnen und damit kleinere Blasendurchmesser in diesem Regime vorkommen. Dies kann durch höhere dynamische Effekte in verschiedenen Bereichen der Strömung⁹ begründet werden. Blasen mit einem Durchmesser von $d_{\text{aq}} > 50$ mm, welche somit als Taylor-Blase bezeichnet werden können, kommen den Verteilungen nach erst ab der Scanposition $L/D = -23,2$ vor. Die Bildung solcher Blasenformen durch Koaleszenz mit fortschreitender Strömungsentwicklung kann folglich auch für abwärts gerichtete Strömungen bestätigt werden.

Die nach Gleichung (4.37) und (4.39) aus Gasgehalt und Geschwindigkeit ermittelte Gasleerrohrgeschwindigkeit an der vom Einspeiser am weitesten entfernten Position beträgt für die Blasenströmung $u_{\text{g,mess}} = -0,0143 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und für die Pfropfenströmung $u_{\text{g,mess}} = -0,168 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Die Abweichungen zu den Einspeisewerten beträgt damit für die Blasenströmung nur etwa -5 % und für die Pfropfenströmung -23 %.

6.4 Relativgeschwindigkeit von Blasen

Die ultraschnelle Röntgentomographie ermöglicht rückwirkungsfreie Untersuchungen von Gasblasen in einer kontinuierlichen Strömung. Mit einem Zweiebenenaufbau können zusätzlich deren Geschwindigkeiten ermittelt werden. Die direkte Messung der Flüssiggeschwindigkeit ist leider nicht möglich. Dies wäre aber notwendig, um unmittelbar auf die Relativge-

⁹Vgl. Abb. 4.10.

schwindigkeit von Blasen bestimmter Größen einzeln oder in einem Blasen-schwarm innerhalb einer kontinuierlichen Strömung schließen zu können. Unter Nutzung einer indirekten Auswertungsmethode soll dies dennoch untersucht werden. Dazu werden die Ergebnisse der in den Abbildungen 3.4 gezeigten Studien für Einzelblasengeschwindigkeiten bei Blasenströmungen und bei Taylor-Blasen verwendet.

6.4.1 Blasenströmungen

Die Geschwindigkeiten aus beiden im Abschnitt 4.2 vorgestellten Einzelblasenmethoden liegen u. a. auch als Geschwindigkeitsprofile verschiedener Blasengrößen $v_z = f(r, d_{\text{äq}})$ vor. Die Klassenbreite der Blasengröße beträgt dabei 1 mm. Da keine Geschwindigkeitswerte der Flüssigphase vorliegen, muss aus den radialen Profilen der axialen Geschwindigkeit verschiedener Blasengrößen eine Referenzverteilung gewählt werden. Bei Blasenströmungen eignet sich die Verteilung der Klasse mit $d_{\text{äq}} = 5$ mm besonders, da in den untersuchten Zweiphasenregimen Blasen dieser Größe über dem gesamten Rohrquerschnitt existieren. Unter Verwendung des gesamten Geschwindigkeitsprofils der Referenzklasse erfolgt somit auch indirekt die Berücksichtigung der Flüssigphase. Für jede weitere Blasengröße kann die mittlere Geschwindigkeitsdifferenz zur Relativgeschwindigkeit der Referenzklasse

$$\Delta v_{\text{D}, d_{\text{äq}}} = \frac{\sum_{r=0}^R (v_{z, d_{\text{äq}}}(r) - v_{z, \text{Ref}}(r)) \cdot \epsilon(r)}{\sum_{r=0}^R \epsilon(r)} \quad (6.1)$$

ermittelt werden. Die Wichtung der Differenz mit dem radialen Profil des Gasgehalts ermöglicht eine gewisse statistische Sicherheit des Ergebnisses. Die Geschwindigkeitsdifferenzen benötigen aufgrund der Differenzenbildung in Gleichung (6.1) eine Rekonstruktion des Absolutglieds, welche unter Verwendung der Gleichungen (2.26) und (2.28) sowie dem Drag-Force-Modell nach Tomiyama et al. (1998) erfolgen kann. Ergebnisse für verschiedene Blasenströmungen werden in Abbildung 6.27 dargestellt.

In diesen Diagrammen wurden, neben den experimentellen Ergebnissen, die Korrelationen für Einzelblasen nach Tomiyama et al. (1998) sowie für Blasen in Schwärmen nach Simonnet et al. (2007) und Roghair et al. (2013) zum Vergleich aufgetragen.¹⁰ Dabei zeigte sich, dass die verschiedenen Modelle deutlich unterschiedliche Ergebnisse liefern, wobei die Unterschiede

¹⁰Vgl. Gln. (2.26), (2.27) und (2.28).

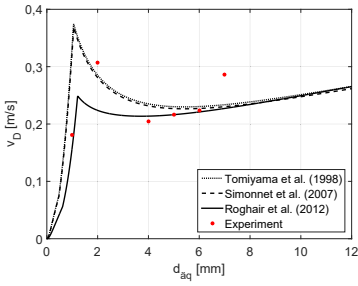
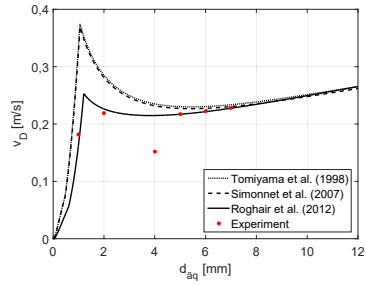
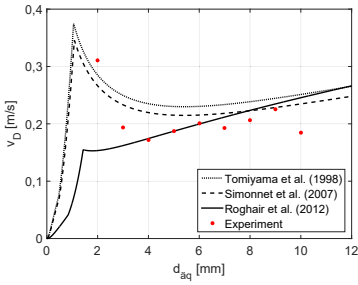
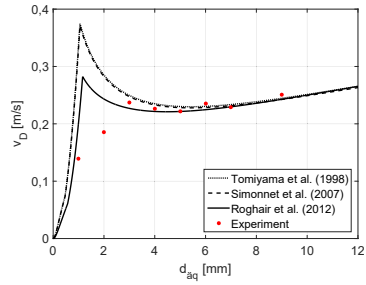
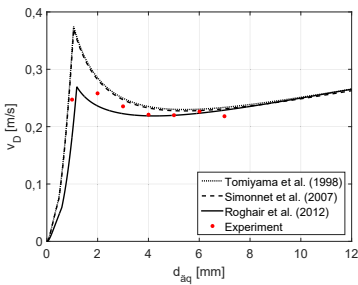
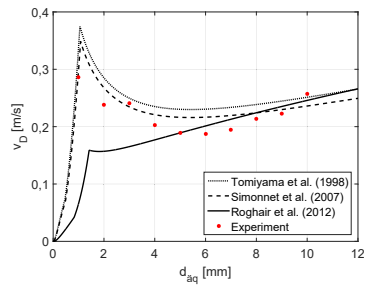
(a) $u_g = 0,0096 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $u_l = 0,0405 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (b) $u_g = 0,0151 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $u_l = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (c) $u_g = 0,0096 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $u_l = -0,0672 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (d) $u_g = -0,0025 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $u_l = -0,405 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (e) $u_g = -0,0062 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $u_l = -0,641 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (f) $u_g = -0,0574 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $u_l = -1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}$

Abbildung 6.27: Ermittelte Relativgeschwindigkeiten von Gasblasenklassen im Vergleich mit Korrelationen

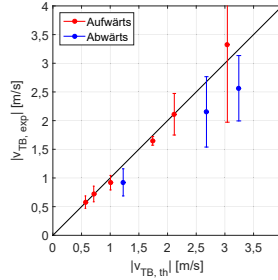


Abbildung 6.28: Experimentell ermittelte Geschwindigkeiten von Taylor-Blasen und erwartete Geschwindigkeitswerte nach Gleichung (4.25), jeweils als Absolutwerte

zwischen Tomiyama et al. (1998) und Simonnet et al. (2007) nur marginal sind.

Die experimentellen Ergebnisse stimmen prinzipiell gut mit der Korrelation von Roghair et al. (2013) überein. Allerdings muss bedacht werden, dass eine klare Bestätigung einer Korrelation aufgrund der notwendigen Rekonstruktion des Absolutgliedes nicht eindeutig möglich ist, sondern nur als „Trendaussage“ erfolgen kann. Systematische Unterschiede zwischen den Strömungsrichtungen sind nicht erkennbar. Daher wird das Modell nach Roghair et al. (2013) als das am besten Zutreffende angenommen.

6.4.2 Pfropfenblasen

Zur Überprüfung der Geschwindigkeiten von Pfropfenblasen können die Ergebnisse der Clusterpaarmethode direkt verwendet und mit der Korrelation in Gleichung (4.25) verglichen werden. Dies ist möglich, da Pfropfenblasen den Rohrquerschnitt komplett ausfüllen und deren Geschwindigkeit vom gesamten Flüssigvolumenstrom und nicht vom Geschwindigkeitsprofil der Flüssigphase abhängen. In Abbildung 6.28 werden die ermittelten Geschwindigkeiten als absolute Mittelwerte pro Regime über den Erwartungswerten nach Nicklin et al. (1962) sowohl für aufwärts als auch abwärts gerichtete Pfropfenströmungen aufgetragen. Die Fehlerbalken kennzeichnen die aus der arithmetischen Mittelung folgenden Standardabweichungen.

Die aufwärts gerichtet strömenden Taylor-Blasen bestätigen in sehr guter Übereinstimmung die Gültigkeit der Nicklin-Korrelation. Eine Regressionsanalyse der experimentellen Ergebnisse ergibt die Korrelation

$$v_{\text{TB}} = 1,06 \cdot u_1 + 1,403 \cdot u_g + 0,35 \cdot \sqrt{g D} \quad (6.2)$$

mit einem Bestimmtheitsmaß $R^2 = 0,9948$. Das Reziproke der Standardverteilung wurde dabei als Wichtungsparameter verwendet. Anhand der Gleichung (6.2) zeigt sich gut, dass der Flüssigvolumenstrom in Form der Leerrohrgeschwindigkeit de facto nur als Trägerphase dient und keinen mindern- oder verstärkenden Einfluss auf die Geschwindigkeit der Taylor-Blasen hat.

Mit der Darstellung der Ergebnisse in Abbildung 6.28 wird ein Fazit aus Kapitel 5 klar bestätigt: Mit zunehmender Blasengeschwindigkeit erreicht der verwendete Röntgentomograph mit seiner zeitlichen Auflösung seine Anwendungsgrenze. Dies zeigt sich am deutlichsten an der sehr großen Standardabweichung von etwa $\sigma_{v_{\text{TB}}} \approx \pm 1,3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bei dem schnellsten Regime ($u_g = 1,305 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $u_1 = 1,017 \frac{\text{m}}{\text{s}}$).

Bei den drei abwärts gerichteten Regimen mit Taylor-Blasen zeigt sich eine systematische Überschätzung der Geschwindigkeit nach Nicklin et al. (1962). Erklärt werden kann dies mit einer verstärkten und daher bremsend wirkenden Wechselwirkung an der Phasengrenzfläche. Ebenso dürfte ein leicht verstärkter Einfluss der Reibung an der Rohrwand hinzukommen, da Blasenspitzen als Wirkung der umgekehrten Liftkraft nicht zentral, sondern vermehrt in der Rohrperipherie in Erscheinung treten. Führt man eine Regressionsanalyse analog zur Gleichung (6.2) durch, erhält man mit einem Bestimmtheitsmaß von $R^2 = 0,9992$ die Korrelation

$$v_{\text{TB}} = 0,9577 \cdot u_1 + 0,9932 \cdot u_g + 0,35 \cdot \sqrt{g D}. \quad (6.3)$$

Als Wichtung wurden wiederum die reziproken Werte der jeweiligen Standardverteilung genutzt. Beide Faktoren haben Werte nahe eins. Die Flüssigphase kann demnach, ähnlich wie bei den aufwärts gerichteten Pfropfenströmungen, als reines Trägermedium gewertet werden. Der deutlich niedrigere Faktor für die Gasleerrohrgeschwindigkeit erfasst die oben formulierten Gründe an der Phasengrenzfläche für niedrigere Geschwindigkeiten von Taylor-Blasen in solchen Regimen.

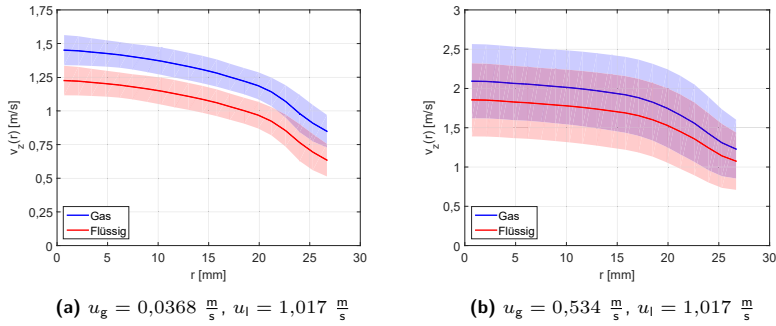


Abbildung 6.29: Ermittelte Geschwindigkeitsprofile der Flüssigphase bei $L/D = 59,7$

6.5 Geschwindigkeit der Flüssigphase

Die Rekonstruktion des Geschwindigkeitsprofils der Flüssigphase kann mittels Ergebnissen der Einzelblasengeschwindigkeiten und der oben in guter Näherung bestätigten Modellen zur Relativgeschwindigkeit erfolgen. Dazu wird nach erfolgter Clusterpaarzuordnung oder iterativer Bestimmung des Längen-Breiten-Verhältnisses einer Blase die Relativgeschwindigkeit von der ermittelten Blasengeschwindigkeit abgezogen und mit den weiteren Einzelblasenergebnissen volumenbasiert gemittelt. Die resultierenden radialen Profile der Flüssiggeschwindigkeiten können mit denen der Blasengeschwindigkeiten zusammen aufgetragen werden. Abbildung 6.29 zeigt dies für die beiden aufwärts gerichteten Beispielströmungen, Abbildung 6.30 für die vorgestellte Gegenströmung und Abbildung 6.31 für beide abwärts gerichteten Strömungen.

Deutlich erkennbar sind bei beiden Beispielen aufwärts gerichteter Strömungen die von der Rohrmitte zur Wand stetig abfallenden Profile. Zum einen kann damit die im Abschnitt 6.1 beschriebene Wirkung der Liftkraft auf die Blasen mittels des negativen Gradienten der Flüssiggeschwindigkeit bestätigt werden. Unabhängig von ihrer radialen Position bewegen sich Blasen mit $d_{\text{äq}} < 5,8 \text{ mm}$ zur Rohrwand hin und größere Blasen zum Zentrum. In Wandnähe zeichnet sich bei der Pfropfenströmung des Weiteren der Wechsel zwischen Abwärtsfilm und Blasenströmung als lokale Strömungseigenschaft durch den geringen Unterschied zwischen Gas- und Flüssiggeschwindigkeiten aus. Zum anderen zeigen beide Profile einen typi-

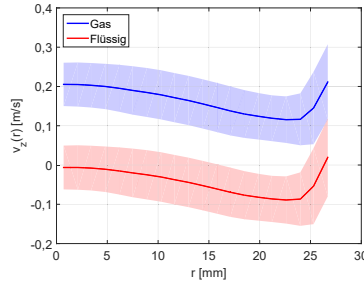


Abbildung 6.30: Blasengrößenverteilungen und rekonstruiertes Geschwindigkeitsprofil der Flüssigphase für die Gegenströmung mit $u_g = 0,0096 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $u_l = -0,0672 \frac{\text{m}}{\text{s}}$

schen Verlauf von turbulenten Strömungen¹¹: Der Geschwindigkeitswert in der Rohrmitte entspricht in sehr guter Näherung jeweils dem 1,2-fachen der Summe beider Leerrohrgeschwindigkeiten.

Die Geschwindigkeitsprofile der Gegenströmung werden in Abbildung 6.30 gezeigt. Interessanterweise fällt das Profil der Flüssigphase flacher aus, als im Abschnitt 6.2 vermutet. Dennoch kann im Bereich $13 \text{ mm} < r < 22 \text{ mm}$ ein Minimum festgestellt werden, bei dem der lokal höchste Abwärts-Volumenstrom der Flüssigphase vorliegt. Bis zur Geschwindigkeitssenke ist die Form leicht abfallend, sodass die Wirkung der Lateralkräfte mit denen von Blasen in gleichgerichteten aufwärtigen Strömungen vergleichbar ist. Im kurzen Bereich von der Senke bis zur Rohrwand steigt die Geschwindigkeit wieder leicht an. Demzufolge gibt es durch den positiven Gradienten eine Umkehrung der Liftkraft. Kleine Blasen wandern Richtung Geschwindigkeitssenke. Dies erklärt auch die Position des Gasgehaltsmaximum bei Blasen mit $d_{\text{aq}} < 5,8 \text{ mm}$ bei $r = 20 \dots 22 \text{ mm}$ ¹².

Die Profile beider gezeigten abwärts gerichteten Strömungen bestätigen die in Abschnitt 6.3 beschriebenen Beobachtungen und Schlüsse, ähnlich den Ergebnissen der aufwärts gerichteten Strömungen. Bei der Blasenströmung ergibt sich ein stetig steigendes Profil, wobei in der Rohrmitte ebenfalls der etwa 1,2-fache Wert der Summe beider Leerrohrgeschwindigkeiten erreicht wird. Im Gegensatz zu Strömungen mit negativen Gradienten bei

¹¹Bereits bei einer einphasigen Wasserströmung in der beschriebenen Versuchsanordnung mit geringster Leerrohrgeschwindigkeit von $u_l = 0,0405 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ ist $Re \approx 2800$. Demnach liegen prinzipiell turbulente Rohrströmungen vor.

¹²Vgl. Abb. 6.15.

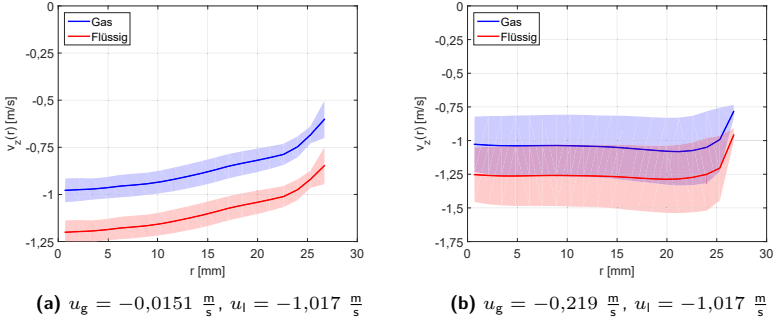


Abbildung 6.31: Ermittelte Geschwindigkeitsprofile der Flüssigphase bei $L/D = 56,8$

flüssigen Geschwindigkeitsprofilen ändert allerdings der Liftkraft-Koeffizient nach Tomiyama (1998) durch den positiven Gradienten sein Vorzeichen, was bereits in Abschnitt 6.3 beschrieben und diskutiert wurde.

Das Wassergeschwindigkeitsprofil der abwärtigen Pfropfenströmung zeigt einen nahezu konstanten Wert von etwa $v_z \approx 1,25 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Lediglich ab etwa $r \approx 23 \text{ mm}$ bis zur Wand hin nimmt der absolute Geschwindigkeitswert aufgrund der Wandreibung ab. Eine deutliche Annäherung der Profile der Gas- und Wasserphase in Wandnähe, wie bei der aufwärts gerichteten Pfropfenströmung in Abb. 6.29 (b), kann nicht beobachtet werden. Die in Abschnitt 6.3 beschriebene Vermutung, dass bei der Pfropfenströmung die Liftkraft aufgrund eines kaum feststellbaren Gradienten des Flüssiggeschwindigkeitsprofils quasi keine Wirkung entfaltet, kann mit diesem Ergebnis bestätigt werden. Die radialen Geschwindigkeiten in Abb. 6.25 dürften daher von Wechselwirkungen zwischen Blasen verschiedenster Größen im Schwarm stammen.

Die vorgestellten und anhand von Modellen aus der Literatur rekonstruierten Geschwindigkeitsprofile der Flüssigphase müssen mittels Gleichung (4.41) auf ihre Plausibilität überprüft werden. In Tabelle 6.1 werden die ermittelten Werte mit den eingespeisten Sollwerten für alle fünf Beispielströmungen dargestellt. Die Ergebnisse liegen innerhalb eines Abweichungsbereichs von $\pm 10 \%$, mit Ausnahme der Gegenströmung und der abwärts gerichteten Blasenströmung. Die Abweichung für die abwärts gerichtete Blasenströmung beträgt $< 15 \%$. Bei der Gegenströmung wird zwar die kleinste absolute Abweichung erreicht, als Relativwert ist diese allerdings $\approx -22 \%$. Aufgrund der Tatsache, dass die Rekonstruktion der Flüssig-

| Diagramm | Strömungsregime | $u_{l,\text{ein}}$ $\frac{\text{m}}{\text{s}}$ | $u_{l,\text{ein,ROFEX}}$ $\frac{\text{m}}{\text{s}}$ |
|----------|--------------------------------|--|--|
| 6.29 (a) | Aufwärts ger. Blasenströmung | 1,017 | 0,9229 |
| 6.29 (b) | Aufwärts ger. Pfropfenströmung | 1,017 | 1,1092 |
| 6.30 | Gegenstrom | -0,0672 | -0,0523 |
| 6.31 (a) | Abwärts ger. Blasenströmung | -1,017 | -0,8700 |
| 6.31 (b) | Abwärts ger. Pfropfenströmung | -1,017 | -0,9656 |

Tabelle 6.1: Resultierende Leerrohrgeschwindigkeiten aus den rekonstruierten Geschwindigkeitsprofilen für die Flüssigphase

geschwindigkeit auf der Kombination aus experimentellen Gasgeschwindigkeiten und Modellen zur Relativgeschwindigkeit aus der Literatur basiert, können die Ergebnisse prinzipiell als gut mit den Sollwerten aus der Einspeisung übereinstimmend gewertet werden.

6.6 Morphologie von Blasen

Anhand von Geschwindigkeitsergebnissen kann für jede Blase in den gleich gerichteten Strömungen in Kombination mit den Segmentierungsergebnissen das individuelle Längen-Breiten-Verhältnis ermittelt werden. Dies erfolgt anhand der Projektion einer Blase als Ellipse oder mittels Annäherung der Blasenoberfläche als Ellipsoid.

6.6.1 Projektion einer Gasblase

Mit der Projektion einer Blase als Ellipse wird die zentrale Annahme getroffen, dass die grundlegende Blasenform einem rotationssymmetrischen Ellipsoid entspricht. Demnach sind maximal zwei voneinander unterschiedliche Achsenlängen vorhanden. Diese Variante wird in der Literatur standardmäßig verwendet, weshalb hiermit gute Vergleichsmöglichkeiten existieren.

Im Gegensatz zu dem in Kapitel 4.2.2 vorgestellten Verfahren wird nicht die Variante mit dem Quotienten aus maximal abgebildetem, kreisäquivalentem und horizontalem Querschnitt und Verweilzeit der Blase in einer Abbildungsebene gewählt. Sondern der projizierte Aufriss jeder Blase wird mit einer Ellipse

$$\frac{x^2}{l_x^2} + \frac{y^2}{l_y^2} = 1 \quad (6.4)$$

approximiert und das Verhältnis beider Ellipsenachsen, der Nebenachse

$$l_2 = \min(l_x, l_y) \quad (6.5)$$

zur Hauptachse

$$l_1 = \max(l_x, l_y), \quad (6.6)$$

berechnet. Diese Vorgehensweise hat den wesentlichen Vorteil, dass das sogenannte „Wobbling“ einer Blase¹³ und deren Neigungswinkel besser erfasst werden kann. Leider eignet sich diese Variante nicht für die Ermittlung von Blasengeschwindigkeiten in Gegenströmungen, da durch den Neigungswinkel die Geschwindigkeit, als die im Iterationsverfahren zu suchende Größe, zur Berechnung in beide Achsenlängen einfließt. Ein stabiles und physikalisches Iterationsergebnis ist demnach nicht möglich. Allerdings sind die Unterschiede der Ergebnisse zwischen beiden Methoden nur marginal.

Zur Untersuchung der Längen-Breiten-Verhältnisse wurden die Ergebnisse der Clusterpaardetektion folgender Experimente verwendet:

- Aufwärts gerichtete Blasenströmungen mit $u_g < 0,01 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $u_l < 0,2 \frac{\text{m}}{\text{s}}$,
- Abwärts gerichtete Blasenströmungen mit $u_g > -0,02 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $u_l = -0,405 \frac{\text{m}}{\text{s}}$,
- Scanposition mit Abstand von $L/D > 3$ bei aufwärts und $L/D > 5$ bei abwärts gerichteten Strömungen zur Einspeisung,
- Bildwiederholfrequenz $f_s = 1000 \text{ Hz}$ sowie
- Segmentierungsergebnisse beider Bildebenen.

Mit diesen Randbedingungen wird erreicht, dass die Blasen und deren Proportionen vom Tomographen sehr genau erfasst werden können. Unsicherheiten durch Diskretisierungsfehler sowie Einflüsse durch das Einspeisemodul sind vernachlässigbar. Insgesamt stehen damit für aufwärts gerichtete Strömungen Daten von etwa 58 000 Blasen und für abwärts gerichtete Strömungen Daten von etwa 76 000 Blasen zur Verfügung. Die Ergebnisse der verschiedenen Strömungsregime sind weitestgehend identisch, sodass jeweils gemittelte Ergebnisse für aufwärts und abwärts gerichtete Strömung gezeigt werden. Eine Abhängigkeit der Ergebnisse von den einzelnen Volumenströmen konnte, im Gegensatz zu den Ergebnissen von Ziegenhein und Lucas (2017), nicht gefunden werden. Dieser Unterschied begründet sich mit den deutlich unterschiedlichen Volumenströmen beider Phasen im Experiment¹⁴. In Abbildung 6.32 sind die Verläufe der mittleren Längen-Breiten-Verhältnisse über den Eötvös-Zahlen aufgetragen. Zum Vergleich werden

¹³Vgl. Abbildung 2.4.

¹⁴Ziegenhein und Lucas (2017) untersuchten an einer Blasensäule mit Gasleerrohrgeschwindigkeiten bis einschließlich $u_g = 0,042 \frac{\text{m}}{\text{s}}$.

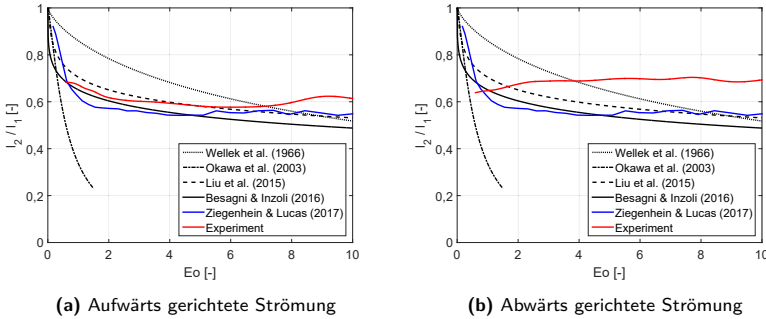


Abbildung 6.32: Ermittelte Längen-Breiten-Verhältnisse von Gasblasen im Gleichstrom (Projektion)

die Korrelationen aus Tabelle 2.4 sowie das Ergebnis von Ziegenhein und Lucas (2017) dargestellt.

Die Ergebnisse für aufwärts gerichtete Strömungen in Abbildung 6.32 (a) zeigen eine prinzipiell gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen von L. Liu et al. (2015), Besagni und Inzoli (2016) sowie Ziegenhein und Lucas (2017). Die Korrelation nach Okawa et al. (2003), welche die untere auftretende Grenze von Längen-Breiten-Verhältnissen widerspiegeln soll, fällt im Vergleich zu den experimentellen Ergebnissen zu stark ab. Die Längen-Breiten-Korrelation nach Wellek et al. (1966) weicht zudem besonders bei $Eo < 6$ von den übrigen Verläufen ab, wie es in der Literatur bereits mehrfach festgestellt wurde.

Mit abnehmender Eötvös-Zahl nehmen entsprechend die Volumenkräfte einer Blase im Verhältnis zur Oberflächenspannung ebenfalls ab. Mit zunehmender Bedeutung der Oberflächenspannung müsste sich die Blasenform zu einer Kugel entwickeln, wie es bei den Korrelationen bei $Eo < 1$ erkennbar ist. Grundlegend folgt das experimentelle Ergebnis dieser Überlegung. Für den Bereich $0 < Eo < 0,6$ sind keine experimentellen Daten vorhanden, da Blasen dieser Größe unterhalb der Auflösungsgrenze des Tomographen liegen. Allerdings zeigt der Verlauf $0,6 < Eo < 3$ einen abnehmenden Gradienten, weshalb man bei einer Extrapolation zu $Eo = 0$ ein Verhältnis von etwa 1 erhält, was den Grenzfall einer exakt kugelförmigen Blase darstellt. Die deutlichen Überschätzungen bei $Eo > 8$ können mit einer schlechten Statistik erklärt und daher vernachlässigt werden.

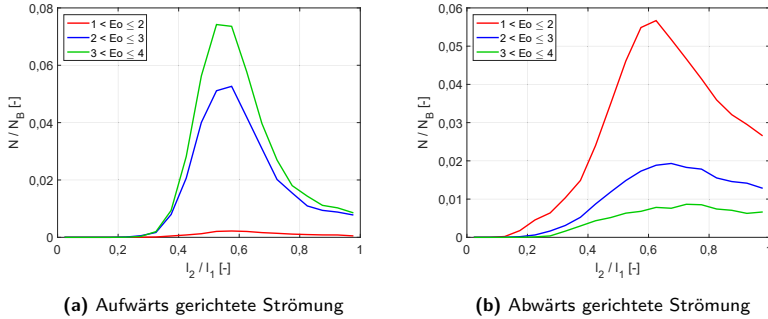


Abbildung 6.33: Häufigkeitsverteilungen verschiedener Längen-Breiten-Verhältnisse in Abhängigkeit unterschiedlicher Eötvös-Zahlen (Projektion)

Die Ergebnisse der abwärts gerichteten Strömungen in Abb. 6.32 (b) zeigen einen etwas anderen Verlauf. Dieser bleibt beim mittleren Längen-Breiten-Verhältnis prinzipiell im Wertebereich von $0,65 \dots 0,7$. Die meisten Blasen liegen jedoch im Definitionsbereich $0,6 < Eu < 2$, sodass der Anstieg bei höheren Eötvös-Zahlen mit der deutlich abnehmenden Anzahl von Blasen und dem Verlust von Statistik erklärbar ist. Die tendenziell enge Verteilung der Blasengrößen bei abwärts gerichteten Blasenströmungen wurde schon mit den quantitativen Ergebnissen in den Abbildungen 6.10 (a) und 6.26 (a) angedeutet. Im Gegensatz zu aufwärtigen Strömungen neigen abwärts gerichtete Strömungen zu leicht höheren Längen-Breiten-Verhältnissen, was auch Besagni und Inzoli (2016) bestätigen.

Die Häufigkeitsverteilungen der aufgetretenen Längen-Breiten-Verhältnisse für einzelne Bereiche der Eötvös-Zahlen werden in Abbildung 6.33 gezeigt. Darin sind die Häufigkeiten jeweils auf die Gesamtzahl der verwendeten Blasen normiert. Nach Okawa et al. (2003) beträgt der untere Grenzwert des Verhältnisses für diesen Eu -Bereich etwa 0,2, was anhand der Verteilung bestätigt werden kann. Laut Ziegenhein und Lucas (2017) würde in diesem Bereich ein Unterschied zwischen verschiedenen aufwärtigen Strömungsregimen auftreten, was allerdings anhand der vorliegenden Ergebnisse nicht bestätigt werden kann. Alle vier gewählten, aufwärtigen Blasenströmungen zeigen jeweils eine ähnliche Verteilung. Mit zunehmender Blasengröße bleibt das Verteilungsmaximum bei $0,5 \dots 0,6$ zwar konstant, allerdings wächst die Signalspitze stark an, da die verhältnismäßig meisten Blasen in diesem Größenspektrum vorhanden sind.

| Parameter | Wert |
|-----------|--------|
| <i>a</i> | 1 |
| <i>b</i> | 0,5594 |
| <i>c</i> | 0,1489 |

Tabelle 6.2: Parameterwerte für die neue, angepasste Korrelation

Bei den abwärts gerichteten Strömungen zeigt sich in Abbildung 6.33 (b) für die drei Eötvös-Zahlen-Klassen prinzipiell eine ähnliche Verteilung: Der Maximalwert liegt bei knapp über 0,6, wobei Blasen mit einem Verhältnis kleiner 0,2 quasi nicht vorkommen. Damit wäre der untere Grenzwert für die erste Klasse nach Okawa et al. (2003) erfüllt. Es zeigt sich aber auch, dass die Verteilung deutlich asymmetrischer verläuft als bei aufwärts gerichteten Strömungen. Der Bereich rechts vom Maximum fällt nur halb so stark ab, wie der Bereich links vom Maximalwert.

Auf Grundlage dieser Ergebnisse kann eine angepasste Korrelation für das Längen-Breiten-Verhältnis von Blasen in aufwärts gerichteten Strömungen formuliert werden. Für Blasen in abwärts gerichteten Strömungen kann dies aufgrund des schmalen Blasengrößenbereichs leider nicht erfolgen. Prinzipiell folgt das experimentelle Ergebnis in Abb. 6.32 (a) sehr gut den Korrelationen nach L. Liu et al. (2015) und Besagni und Inzoli (2016), bevor aufgrund schlechter werdender Statistik bei größeren Eötvös-Zahlen die sehr gute Übereinstimmung abnimmt. Dennoch soll auf Grundlage der experimentellen Ergebnisse die Korrelation mit der häufig genutzten Form

$$\bar{E} = \frac{l_2}{l_1} = \frac{1}{a + b \cdot Eo^c} \quad (6.7)$$

angepasst werden.

Der Parameterwert *a* wird vor der Regression auf *a* = 1 gesetzt, um der Überlegung des Grenzfalles einer Blase in Kugelform gerecht zu werden. Die Koeffizienten wurden in einer Kurvenanpassung mittels iterativer Kleinst-Fehler-Quadrate-Methode bestimmt, wobei die Anzahl der Blasen für den jeweiligen Bereich der Eötvös-Zahl als Wichtung dient. Die Parameterwerte sind in Tabelle 6.2 aufgelistet, der graphische Verlauf wird in Abbildung 6.34 gezeigt. Das Bestimmtheitsmaß beträgt $R^2 = 0,8831$. Es ist klar ersichtlich, dass die angepasste Korrelation dem experimentellen Ergebnis im Bereich $2 < Eo < 6$ deutlich besser folgt. Für den Bereich $Eo < 2$ dürfte das Längen-Breiten-Verhältnis ein klein wenig unterschätzt werden, was aber bei den sehr kleinen Absolutwerten der Längenmaße kaum ins Gewicht fällt.

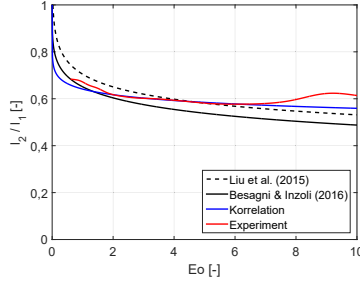


Abbildung 6.34: Vergleich experimentelles Ergebnis mit neuer, angepasster Korrelation

6.6.2 Die Gasblase als Ellipsoid

Die rückwirkungsfreie Tomographie bietet die Möglichkeit, die Blase quasi dreidimensional abbilden zu können. Demnach kann die abgebildete Blase als triaxiales Ellipsoid angenommen und entsprechend geometrisch mit

$$\frac{x^2}{l_x^2} + \frac{y^2}{l_y^2} + \frac{z^2}{l_z^2} = 1 \quad (6.8)$$

beschrieben werden. Obwohl die Ermittlung des Längen-Breiten-Verhältnisses einer Blase durch Projektion zu einer Ellipse in der Literatur etabliert ist, geht damit eine weitere Information zur Blasenform verloren. Diese zusätzliche Information zur dritten Achsenlänge soll mittels Korrelationen auf Basis derselben Datengrundlage wie in Abschnitt 6.6.1 zur Verfügung gestellt werden. Äquivalente Korrelationen wurden bisher nicht in der Literatur publiziert, sodass hiermit eine bestehende Lücke geschlossen wird.

Im Unterschied zum Verfahren mittels projizierter Blase werden jeweils zwei Verhältnisse mit der Hauptachse

$$l_1 = \max(l_x, l_y, l_z) \quad (6.9)$$

als Divisor gebildet. Zum einen ergibt sich das Verhältnis mit langer Nebenachse

$$l_2 = \tilde{l}_{x,y,z} \quad (6.10)$$

aus dem Medianwert der drei Achsenlängen als Dividend. Zum anderen ergibt sich das Verhältnis mit kurzer Nebenachse

$$l_3 = \min(l_x, l_y, l_z) \quad (6.11)$$

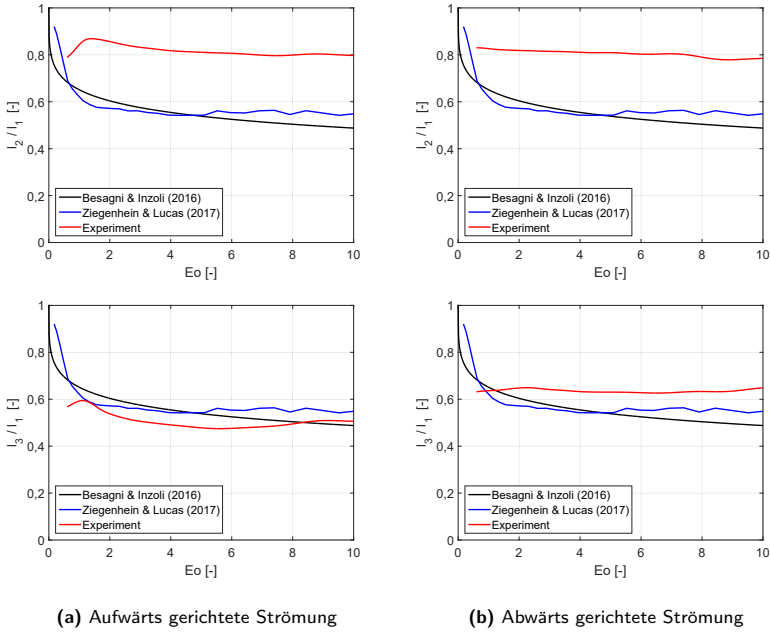


Abbildung 6.35: Ermittelte Längen-Breiten-Verhältnisse von Gasblasen im Gleichstrom (triaxiales Ellipsoid)

als Dividend. Anhand von zahlreichen publizierten Ergebnissen zum Längen-Breiten-Verhältnis von Blasen kann festgestellt werden, dass das Verhältnis $\frac{l_2}{l_1}$ ausschließlich die beiden Achsen in der Blasenbreite betreffen. Demgegenüber entspricht das Verhältnis $\frac{l_3}{l_1}$ dem minimalen Längen-Breiten-Verhältnis der Blase.

In Abbildung 6.35 werden die gemittelten Verhältnisse sowohl für aufwärts gerichtete Strömungen als auch für abwärts gerichtete Strömungen dargestellt. Zum Vergleich sind die Ergebnisse zu den Längen-Breiten-Verhältnissen der beiden neuesten zitierten Publikationen, Besagni und Inzoli (2016) sowie Ziegenhein und Lucas (2017), ebenfalls mit aufgetragen, obwohl beide Verläufe mittels Projektion der Blase ermittelt wurden.

Mit zunehmender Eötvös-Zahl nehmen die jeweiligen Verhältnisse ab, was mit den auf die Blase wirkenden Volumenkräften begründet werden

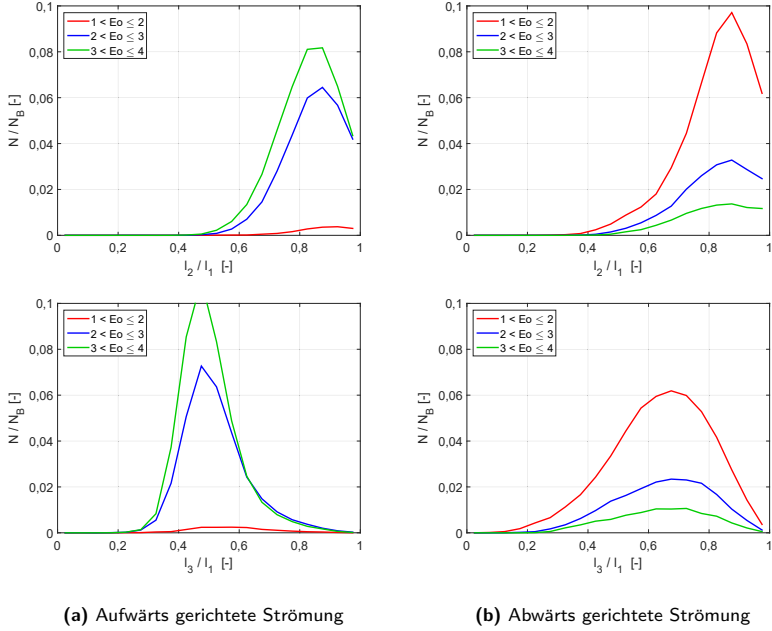


Abbildung 6.36: Häufigkeitsverteilungen verschiedener Längen-Breiten-Verhältnisse in Abhängigkeit unterschiedlicher Eötvös-Zahlen (triaxiales Ellipsoid)

kann. Diese Beobachtung deckt sich mit den Ergebnissen aus Abschnitt 6.6.1. Grundsätzlich zeigt sich zudem, dass die Verhältnisse $\frac{l_3}{l_1}$ bei beiden Strömungsrichtungen eine ungefähre Übereinstimmung mit den beiden Vergleichsverläufen aufweisen. Dies ist durch die oben genannte Überlegung erklärbar. Die leichte Unterschätzung bei aufwärts gerichteten Strömungen in Abb. 6.35 (a) ist auf die Unterscheidung der beiden längeren Ellipsoidachsen zurückzuführen, was bei der projizierten Blase nicht möglich ist. Die jeweils positiven Gradienten bei etwa $Eo \approx 0,5$ sind auf eine schlechte statistische Datenbasis in diesem Bereich zurückzuführen.

Der Verlauf beider Verhältnisse der abwärts gerichteten Strömungen bleibt nahezu konstant bei $\approx 0,8$ bzw. $\approx 0,65$. Damit decken sich die Ergebnisse mit den Resultaten aus Abschnitt 6.6.1. Allerdings gilt auch hier

| Strömungsrichtung | Parameter | $\frac{l_2}{l_1}$ | $\frac{l_3}{l_1}$ |
|-------------------|-----------|-------------------|-------------------|
| Aufwärts | a | 1 | 1 |
| | b | 0,1449 | 0,7571 |
| | c | 0,2997 | 0,2249 |
| | R^2 | 0,9007 | 0,9143 |
| Abwärts | a | 1 | 1 |
| | b | 0,2106 | 0,5606* |
| | c | 0,07362 | 0,01595* |
| | R^2 | 0,9571 | 0,1446* |

Tabelle 6.3: Parameterwerte für die neuen, angepassten Korrelationen (triaxiales Ellipsoid). Die durch * gekennzeichneten Parameter wurden ohne Wichtung ermittelt.

zu beachten, dass die meisten berücksichtigten Blasen im Definitionsbereich $0,6 < Eo < 2$ liegen.

Die Häufigkeitsverteilungen zu den ermittelten Verhältnissen sind in Abbildung 6.36 für unterschiedliche Klassen von Eötvös-Zahlen dargestellt. In allen Verteilungen wird der untere Grenzwert eines Verhältnisses mit $\min\left(\frac{l}{l_1}\right) = 0,2$ von Okawa et al. (2003) bestätigt. Bei den aufwärts gerichteten Strömungen in Abb. 6.36 (a) zeigt sich für das Verhältnis $\frac{l_2}{l_1}$ kein Wert kleiner als 0,5. Die meisten Blasen weisen aber ein Verhältnis der beiden längsten Ellipsoidachsen zwischen 0,8...0,9 auf. Die Verteilungen für $\frac{l_3}{l_1}$ liegen tendenziell enger. Die jeweiligen Maxima für den Bereich $2 < Eo \leq 4$ sind kleiner 0,5.

Ähnliche Resultate für das Verhältnis beider Achsen der Blasenbreite $\frac{l_2}{l_1}$ sind bei den abwärts gerichteten Strömungen in Abb. 6.36 (b) zu beobachten. Zwar liegt der minimal auftretende Wert bei etwa 0,4 und damit etwas unterhalb des äquivalenten Wertes bei aufwärts gerichteten Strömungen, jedoch zeigt sich die Lage der Maxima der Verteilungen quasi identisch. Auffallend hingegen sind die deutlich breiteren Längen-Breiten-Verteilungen. Dies deutet klar auf eine höhere Dynamik der Volumenkräfte bei abwärts gerichteten Strömungen hin.

Die mittels Approximation der Blasen als triaxiales Ellipsoid erstellten Achsenverhältnisse können entsprechend Gleichung (6.7) beschrieben werden. Tabelle 6.3 enthält die ermittelten Parameter sowie die dazugehörigen Bestimmtheitsmaße. Die Korrelationen wurden unter Verwendung der iterativen Kleinste-Fehler-Quadrate-Methode bestimmt. Bis auf das Längen-Breiten-Verhältnis $\frac{l_3}{l_1}$ bei Blasen in abwärts gerichteten Strömungen wurde die Anzahl der Blasen zur Wichtung verwendet. Würde bei besagtem Längen-Breiten-Verhältnis die Anzahl der Blasen als Wichtung herangezogen,

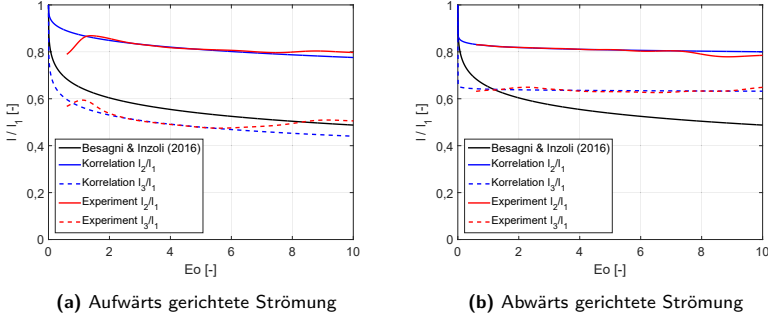


Abbildung 6.37: Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit neu angepassten Korrelationen (triaxiales Ellipsoid)

gen werden, ergäbe sich für die Kurvenanpassung in diesem Fall eine nicht physikalische Lösung.

Der Parameter a wird in allen Fällen vorher mit $a = 1$ fest definiert, um dem Grenzfall einer Blase in Kugelform gerecht zu werden. Es fällt auf, dass die Parameter c für beide Verhältnisse bei beiden Strömungsrichtungen Werte jeweils gleicher Größenordnungen annehmen. Demnach ist die nicht lineare Komponente des Einflusses der Eötvös-Zahl auf das Verhältnis nahezu unabhängig vom betrachteten Verhältnis, also ob $\frac{l_2}{l_1}$ oder $\frac{l_3}{l_1}$. Der Parameter b besitzt für das Verhältnis $\frac{l_2}{l_1}$ nur kleine Werte, womit der Einfluss der Blasengröße auf das Achsenverhältnis in der Blasenbreite ebenfalls gering bleibt. Für das Längen-Breiten-Verhältnis nimmt der Parameter b allerdings deutlich größere Werte an. Damit kann gezeigt werden, dass hauptsächlich das Verhältnis $\frac{l_3}{l_1}$ die Blasenform bestimmt.

Die jeweiligen Korrelationen sind in Abbildung 6.37 dargestellt. Es ist gut ersichtlich, dass diese den experimentellen Ergebnissen sehr gut folgen, was auch anhand der sehr guten Bestimmtheitsmaße in Tabelle 6.3 mit $R^2 > 0,9$ nachgewiesen werden kann. Lediglich das Bestimmtheitsmaß zum Längen-Breiten-Verhältnis bei abwärts gerichteten Strömungen zeigt eine schlechte Übereinstimmung, was jedoch auf die fehlende Wichtung zurückzuführen ist.

7 Zusammenfassung

In der vorliegenden Dissertation wurden Untersuchungen zu zweiphasigen Strömungen in einem vertikalen Rohr vorgelegt. Dabei umfasste diese Arbeit die vollständige Verarbeitung und Analyse tomographischer Bilddaten. Dazu wurden neue Auswertungsverfahren zur Segmentierung und Geschwindigkeitsermittlung von einzelnen Luftblasen in einer kontinuierlichen Flüssigphase entwickelt, qualifiziert und etabliert. Es folgten umfassende Studien mit unterschiedlichen Regimen und Strömungsrichtungen. Die Ergebnisse wurden sowohl qualitativ als auch quantitativ dargestellt. Anhand der quantitativen Daten konnten des Weiteren weiterführende Analysen von Blaseneigenschaften vollzogen werden.

Segmentierung von Gasblasen

Die Grundidee des neuen Segmentierungsverfahrens ist die stückweise Zuordnung von Pixeln zu einem Cluster. Beginnend an lokalen Grauwertmaxima der rekonstruierten Bilddaten können demnach auch eng beieinanderliegende Blasen als separate Cluster erkannt werden. Die Agglomeration von Pixeln erfolgt in zwei Schritten, bei denen zunächst geprüft wird, ob diese direkt einem bereits bestehenden und benachbarten Cluster zugeordnet werden können. Ist dies nicht der Fall, werden die nicht zugeordneten Pixel in einen Speicher geschrieben, um sie im nächsten Iterationsschritt entweder einem bestehenden und zu berührenden Cluster zuzuordnen oder als neues, eigenständiges Cluster zu definieren. Nach Erreichen des Abbruchkriteriums für die Zuordnung werden die Blasen anhand von individuellen Grauwerteigenschaften auf die korrekte Größe geschnitten. Die Qualifizierung des neuen Verfahrens an Phantommessungen zeigt relative Unsicherheiten für den Gesamtgasgehalt von $\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} = \pm 8 \%$, wobei eine minimale Absolutunsicherheit von $\Delta\epsilon = \pm 0,5 \%$ nicht unterschritten wird.

Ermittlung von Blasengeschwindigkeiten

Die Ermittlung von individuellen Blasengeschwindigkeiten erfolgt regimeabhängig mit zwei grundsätzlich unterschiedlichen Verfahren: Zum einen kön-

nen bei auf- und abwärts gerichteten Blasen- und Pfropfenströmungen in beiden Abbildungsebenen zusammengehörende Clusterzwillinge detektiert werden. Dazu werden alle segmentierten Cluster beider Abbildungsebenen anhand der Eigenschaften Volumen, Lateralbewegung und resultierende Geschwindigkeit miteinander verglichen. Unter Anwendung der Fuzzy-Logik kann demnach ein Wahrheitsgrad berechnet werden, der angibt, inwieweit zwei Cluster aus je einer Abbildungsebene derselben physikalischen Blase entsprechen.

Zum anderen kann bei Gegenströmungen und langsamen auf- und abwärts gerichteten Blasenströmungen anhand von Längen-Breiten-Verhältnissen die Morphologie von Blasen verwendet werden. Dazu wird für jede Blase mittels Korrelation des Längen-Breiten-Verhältnisses abhängig von der tatsächlich abgebildeten Breite iterativ eine vertikale Geschwindigkeit ermittelt. Dieses Verfahren kann für jedes Cluster beider Abbildungsebenen separat durchgeführt werden, unabhängig von der Zuordnung zweier Cluster zu einer physikalischen Blase.

Die Unsicherheit beider Verfahren kann nicht explizit angegeben werden, da diese vielmehr eine Überlagerung von vorher durchgeführten Verarbeitungsprozessen darstellt. Einen wichtigen Anteil besitzt jedoch der Diskretisierungsfehler aus der zeitlichen Auflösung, welcher maßgeblich durch die Abbildungsfrequenz bestimmt wird. Dieser soll einen Maximalwert von 10 % nicht überschreiten.

Validierung der neuen Auswerteverfahren

Die Funktionsweisen der neuen Auswerteverfahren wurden in einer Validierungsstudie mit dem Gittersensor verglichen. Dabei lagen Scanposition des Tomographen und Position des Gittersensors nur etwa 5 mm auseinander. Es zeigte sich, dass bei Zweiphasenströmungen mit einer mittleren Geschwindigkeit von $0,5 \frac{\text{m}}{\text{s}} \leq v_g \leq 2,5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ die Ergebnisse bei einem resultierenden Gesamtfehler kleiner als $\pm 10 \%$ sehr gut miteinander vergleichbar sind. Bei kleineren Geschwindigkeiten zeigte der Röntgentomograph aufgrund der rückwirkungsfreien Bildgebungstechnik bessere Ergebnisse, bei größeren Geschwindigkeiten war der Gittersensor infolge der höheren Abbildungsfrequenz überlegen. Die obere Grenze der Abtastfrequenz am Röntgentomographen ist letztendlich nur durch technische Randbedingungen und Handhabbarkeit von großen digitalen Datenmengen beeinflusst. Aufgrund der hohen Rechenzeiten und notwendigen Speicherkapazitäten zur Verarbeitung der ROFEX-Daten eignet sich die ultraschnelle Röntgen-

tomographie mit den neu entwickelten Auswerteverfahren hervorragend für Experimente an Mehrphasenströmungen.

Beschreibung der untersuchten Zweiphasenströmungen

An der vertikalen Teststrecke „Titanrohr“ der TOPFLOW Versuchsanlage wurden insgesamt 32 aufwärts gerichtete, 27 abwärts gerichtete und sechs Gegenströmungen mit sechs unterschiedlichen Abständen zur Gaseinspeisung untersucht. Es wurden für ausgewählte Strömungsregime sowohl qualitative Ergebnisse in Form von Seiten- und Schnittansichten als auch quantitative Ergebnisse mittels Gasgehalts- und Geschwindigkeitsprofilen sowie Blasengrößenverteilungen vorgestellt und diskutiert. Die für die Entwicklung der jeweiligen Strömungsregime verantwortlichen Volumenkräfte wurden ebenfalls betrachtet und in die Diskussion miteinbezogen. So konnte besonders anhand der Gasgehaltsverteilungen und der radialen Profile der radialen Blasengeschwindigkeiten die Wirkung der transversalen Liftkraft nachvollzogen werden.

Bei den Gegenströmungen wurde festgestellt, dass sich die Strömungsmorphologie bereits ab einem Abstand von etwa $L/D = 1$ kaum ändert. Allerdings konnte anhand der Gasgehalts- und der Blasengrößenverteilungen eine leicht höhere Koaleszenzrate als Zerfallsrate nachgewiesen werden.

Bei den abwärts gerichteten Strömungen wurden die aus der Literatur bekannten Effekte des Corings und der Umkehrung der Liftkraft bestätigt. Jedoch ähneln die Gasgehaltsprofile der abwärtigen Pfropfenströmung denen einer aufwärts gerichteten, was mit einem konstanteren Geschwindigkeitsprofil der Flüssigphase erklärt werden kann. Demnach ist der Geschwindigkeitsgradient im Wandbereich geringer, sodass die Wirkung der Liftkraft ebenfalls abnimmt.

Ermittlung fluiddynamischer Parameter

Auf Grundlage der experimentellen Datenbasis wurden Relativgeschwindigkeiten von Blasen ermittelt. Obwohl keine Geschwindigkeiten der Flüssigphase gemessen werden konnten, ist durch Zuhilfenahme blasenklassen aufgelöster Geschwindigkeitsverteilungen und Definition der Blasenklasse $d_{\text{äq}} = 5 \text{ mm}$ als Referenz eine entsprechende Abschätzung möglich. Die Resultate stimmen prinzipiell gut mit der Korrelation von Roghair et al. (2013) überein. Für aufwärts und für abwärts strömende Pfropfenblasen wurde jeweils eine neue Korrelation mit je einem Bestimmtheitsmaß $R^2 > 0,99$

ermittelt. Es konnte dabei gezeigt werden, dass verstärkte Wechselwirkungen an der Phasengrenzfläche bei abwärts strömenden Taylor-Blasen einen bremsenden Einfluss besitzen.

Anhand der ermittelten Relativgeschwindigkeiten wurden die Geschwindigkeitsprofile der Flüssigphase bestimmt. Dies ermöglicht die Überprüfung und Bestätigung der Überlegungen und Rückschlüsse zu vertikal wirkenden Volumenkräften, wie der transversalen Liftkraft.

Zum Abschluss wurden unter Verwendung der individuellen axialen Geschwindigkeiten von Blasen deren Längen-Breiten-Verhältnisse bestimmt, entsprechende Korrelationen approximiert und mit vergleichbaren Angaben aus der Literatur verglichen. Die Bestimmung der Längen-Breiten-Verhältnisse erfolgte zum einen mittels Projektion der Gasblasen, zum anderen durch Approximation eines triaxialen Ellipsoids. Dabei weisen die Korrelationen der triaxialen Ellisoide höhere Bestimmtheitsmaße auf als die der projizierten Blasen, was auf die Berücksichtigung dreidimensionaler Information zurückzuführen ist.

8 Ausblick

In diesem Abschnitt sollen mögliche Ansätze aufgezeigt werden, mit denen ein weiterführendes und tiefergehendes Verständnis für das Verhalten von Blasen und Gasstrukturen in flüssigen Umgebungen auf experimenteller Basis erlangt werden kann. Die grundlegende Eignung der ultraschnellen Röntgentomographie wird hierbei aufgrund der nicht-invasiven Methode weiterhin ausdrücklich betont. Besonders die Tatsache, mit der bestehenden Versuchsanordnung Experimente bei hohen Drücken bis $p = 70$ bar durchführen, tomographisch abbilden und mit den neu entwickelten Verarbeitungsverfahren qualitativ und quantitativ analysieren zu können, besitzt weiteres Potenzial im Hinblick auf die Ertüchtigung von CFD-Codes für herausfordernde industrielle Anwendungen.

Ein methodischer Nachteil der Röntgentomographie liegt allerdings in der fehlenden Möglichkeit, Gas- und Flüssiggeschwindigkeiten aus den gleichen Bilddaten bestimmen zu können. Lösung dieses Nachteils kann prinzipiell ein Einsatz von Dual-Energy-CT und kleiner, auftriebsneutraler Tracerpartikel in der kontinuierlichen Phase sein. Die große Herausforderung hierbei besteht vor allem darin, die Abtastfrequenzen von Dual-Energy-Tomographen zu erhöhen, damit zeitlich hochauflösende Untersuchungen an Mehrphasenströmungen möglich werden.

Die Auswahl geeigneter Tracerpartikel stellt dabei eine Schwierigkeit dar. Einerseits müssen die Partikel vom Tomographen erfasst werden, andererseits sollen sie klein genug sein, um nur vernachlässigbar mit den Gasblasen in Wechselwirkung zu treten. Bei der Auswahl des Tracermaterials ist zudem die Dichtedifferenz zwischen der Gas- und der Flüssigphase von großer Bedeutung.

Die in dieser Dissertation vorgestellten Ergebnisse basieren auf mehreren aneinandergereihten, relativ aufwendigen Auswerteverfahren. Dies wirkt sich besonders bei der Detektion von Clusterzwillingen im Nachlauf von Pfropfenblasen aus. Um die Verkettung von Unsicherheiten einzelner Verarbeitungsschritte zu verhindern, wäre ein sinnbildliches „Kippen“ des Tomographen eine Lösung. Dies ermöglicht einen axialen Tomographieschnitt. Zur Geschwindigkeitsauswertung könnte dann eine 2D-Kreuzkorrelation in PIV-Analogie Anwendung finden. Der Vorteil läge darin, dass der Tomo-

graph nicht mit zwei Bildebenen ausgeführt werden muss und daher die Gesamtbildrate reduziert werden kann, was sich wiederum positiv auf den Kontrast auswirkt. Mit diesem Aufbau könnten zudem klärende Studien zum anhand experimenteller Ergebnisse vermuteten, aber noch nicht zwingend nachgewiesenen Kreislauf von Blasen aufgrund von Koaleszenz und anschließendem Zerfall bei abwärts gerichteten Strömungen durchgeführt werden.

Erklärungen

- (1) Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe; die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht.
- (2) Bei der Auswahl und Auswertung des Materials habe ich Unterstützungsleistungen von folgenden Personen erhalten:

- Dr. rer. nat. Dirk Lucas
- Dipl.-Ing. Matthias Beyer
- Dipl.-Ing. Lutz Szalinski

Das Manuskript habe ich ohne fremde Unterstützungsleistungen hergestellt.

- (3) Weitere Personen waren an der geistigen Herstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich nicht die Hilfe eines kommerziellen Promotionsberaters bzw. einer kommerziellen Promotionsberaterin in Anspruch genommen. Dritte haben von mir weder unmittelbar noch mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.
- (4) Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und ist auch noch nicht veröffentlicht worden.
- (5) Ich bestätige, dass ich die Promotionsordnung der Fakultät Maschinenwesen der Technischen Universität Dresden anerkenne.

Stuttgart, den 12.07.2018

Manuel J. Banowski

Nomenklatur

Abkürzungen

| | |
|---------|---|
| CT | Computertomographie |
| Cz. | Clusterzwilling |
| DN | Nenndurchmesser |
| HS | Hochgeschwindigkeit, engl. high-speed |
| HZDR | Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf |
| Kk. | Kreuzkorrelation |
| LDA | Laser-Doppler-Anemometrie |
| PDA | Phasen-Doppler-Anemometrie |
| PIV | Particle-Image-Velocimetry |
| ROFEX | Rossendorf fast electron beam X-ray tomogra- phy |
| TOPFLOW | Transient Two-Phase Flow Facility |
| WMS | Gittersensor, engl. wire-mesh sensor |

Griechische Buchstaben

| | | |
|--------------|---|--|
| α | Winkel | $[^{\circ}]$ |
| β | Schwellwert | |
| Δx | Fehler der Größe x | |
| δ | Konstante der Blasenlateralbewegung | $\left[\frac{\text{mm}^2}{\text{ms}}\right]$ |
| ∂x | Partielle Ableitung der Funktion x | |
| ϵ | Gasgehalt | $[\%]$ |
| η | Dynamische Viskosität | $\left[\frac{\text{kg}}{\text{m}\cdot\text{s}}\right]$ |
| η | Parameter für Potenzfunktionen | $[-]$ |
| μ | Schwächungskoeffizient | $\left[\frac{1}{\text{m}}\right]$ |
| ∇ | Nabla-Operator | |
| ν | Kinematische Viskosität | $\left[\frac{\text{m}^2}{\text{s}}\right]$ |
| Φ | Gesamtwahrscheinlichkeit | |
| φ | Einzelwahrscheinlichkeit einer Blaseneigen- schaft | |

| | | |
|------------|---------------------|---|
| ϱ | Dichte | $\left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}\right]$ |
| σ | Oberflächenspannung | $\left[\frac{\text{kg}}{\text{s}^2}\right]$ |
| σ | Standardabweichung | |
| σ_r | Schmidt-Zahl | [-] |
| θ | Temperatur | [°C] |
| ψ | Drehrichtung | |

Lateinische Buchstaben

| | | |
|-----------------|--|--|
| A | Querschnittsfläche | $[\text{mm}^2]$ |
| a | Abstand zweier Messebenen | $[\text{mm}]$ |
| \underline{B} | Array mit fortlaufenden Blasennummern | |
| b | Basis | [-] |
| B | Blase, Blasennummer | |
| c | Minimalwert für Faktor k | [-] |
| C | Koeffizient, Beiwert | |
| D | Durchmesser Rohr | $[\text{m}]$ |
| d | Durchmesser Blase | $[\text{m}]$ |
| D | Diffusionskoeffizient | $\left[\frac{\text{m}^2}{\text{s}}\right]$ |
| \bar{E} | Länge-Breiten-Verhältnis einer Blase | |
| E_o | Eötvös-Zahl | [-] |
| Fr | Froude-Zahl | [-] |
| F | Kraft | $[\text{N}]$ |
| f | Abtastfrequenz | $[\text{Hz}]$ |
| \underline{G} | Array mit geglätteten Grauwerten | |
| \underline{G} | Array mit Grauwerten/Messwerten | |
| g | Erdbeschleunigung | $\left[\frac{\text{m}}{\text{s}^2}\right]$ |
| g | Grauwert | |
| \underline{H} | Array noch nicht zugeordneter Pixel | |
| H | Anteil Gasgehalt pro Blasenklassenbreite | $\left[\frac{\%}{\text{mm}}\right]$ |
| I | Intensität | $\left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2}\right]$ |
| i | x-Koordinate im Bildstapel | $[\text{mm}]$ |
| J | Pixel im erweiterten Bereich | |
| j | y-Koordinate im Bildstapel | $[\text{mm}]$ |
| k | Faktor für Schwellwert | |
| k | Turbulente kinetische Energie | $\left[\frac{\text{m}^2}{\text{s}^2}\right]$ |
| k | z-Koordinate im Bildstapel | $[\text{ms}]$ |
| K | Kerosin | |
| L | Charakteristische Länge | $[\text{m}]$ |

| | | |
|--------------|---|---------------------------------|
| L | Luft | |
| \dot{m} | Massenstrom | $\frac{\text{kg}}{\text{s}}$ |
| Mo | Morton-Zahl | $[-]$ |
| m | Steigung für Faktor k | |
| \vec{n} | Normalenvektor | |
| N | Anzahl | |
| n | y-Achsenversatz für Faktor k | |
| P | Pixel im einfachen Bereich | |
| p | Druck | $[\text{Pa}], [\text{bar}]$ |
| Re | Reynolds-Zahl | $[-]$ |
| R | Radius | $[\text{mm}]$ |
| r | Radiale Position | $[\text{mm}]$ |
| t | Zeit | $[\text{s}]$ |
| u | Leerrohrgeschwindigkeit | $[\frac{\text{m}}{\text{s}}]$ |
| \dot{V} | Volumenstrom | $[\frac{\text{m}^3}{\text{h}}]$ |
| \tilde{V} | Pseudovolumen aus Bildstapel | $[\text{m}^2 \cdot \text{s}]$ |
| V | Volumen | $[\text{m}^3]$ |
| \mathbf{v} | Geschwindigkeit | $[\frac{\text{m}}{\text{s}}]$ |
| We | Weber-Zahl | $[-]$ |
| w | Wendepunkt | |
| W | Wasser | |
| u, v, w | Kartesische Geschwindigkeitskomponenten | $[\frac{\text{m}}{\text{s}}]$ |
| x, y, z | Kartesische Koordinaten | |

Hochgestellte Indizes

| | |
|------|-------------------------|
| i | Iterationsschritt |
| max | Maximaler Fehler |
| wahr | Wahrscheinlicher Fehler |

Tiefgestellte Indizes

| | |
|-----|------------------------------------|
| 0 | Profilfaktor für Drift-Flux-Modell |
| 1 | Messebene 1, untere Ebene |
| 2 | Messebene 2, obere Ebene |
| ab | Abwärts gerichtete Strömung |
| AF | Abwärtsfilm |
| auf | Aufwärts gerichtete Strömung |
| äq | Kugeläquivalent |

| | |
|------|---------------------------------------|
| bu | Auftrieb, engl. buoyancy |
| d | Strömungswiderstand, engl. drag |
| ein | Einspeisung |
| g | Gasphase |
| i | Iterationsschritt |
| l | Flüssigphase, engl. liquid |
| lf | Lift(-kraft) |
| m | Gemittelt |
| max | Maximal |
| mess | Gemessen |
| N | Zustand unter Normbedingung |
| t | Turbulent |
| TB | Taylor-Blase |
| td | Turbulente Dispersion |
| vm | Zusätzliche Masse, engl. virtual mass |
| w | Wand |
| z | Zentral, Rohrmitte |

Publikationen

Im Zusammenhang mit der vorliegenden Dissertationsschrift entstanden folgende Veröffentlichungen:

Journalpublikationen

- Banowski, M., Patmonoaji, A., Lucas, D. und Hampel, U. (2013b). „Röntgentomographische Untersuchung von Blasengeschwindigkeiten in vertikalen Gas / flüssig - Strömungen“. In: *Chemie Ingenieur Technik* 85.9, S. 1423–1423. ISSN: 0009286X. DOI: 10.1002/cite.201250642.
- Banowski, M., Beyer, M., Szalinski, L., Lucas, D. und Hampel, U. (2017). „Comparative study of ultrafast X-ray tomography and wire-mesh sensors for vertical gas–liquid pipe flows“. In: *Flow Measurement and Instrumentation* 53, S. 95–106. ISSN: 09555986. DOI: 10.1016/j.flowmeasinst.2016.02.001.
- Banowski, M., Hampel, U., Krepper, E., Beyer, M. und Lucas, D. (2017). „Experimental investigation of two-phase pipe flow with ultrafast X-ray tomography and comparison with state-of-the-art CFD simulations“. In: *Nuclear Engineering and Design*. ISSN: 00295493. DOI: 10.1016/j.nucengdes.2017.06.035.
- Banowski, M., Lucas, D. und Szalinski, L. (2015). „A new algorithm for segmentation of ultrafast X-ray tomographed gas-liquid flows“. In: *International Journal of Thermal Sciences* 90, S. 311–322. ISSN: 12900729. DOI: 10.1016/j.ijthermalsci.2014.12.015.
- Banowski, M., Patmonoaji, A., Lucas, D. und Hampel, U. (2017). „A novel fuzzy-logic based method for determination of individual bubble velocity and size from dual-plane ultrafast X-ray tomography data of two-phase flow“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 96, S. 144–160. ISSN: 03019322. DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2017.07.012.

- Barthel, F., Bieberle, M., Hoppe, D., Banowski, M. und Hampel, U. (2015). „Velocity measurement for two-phase flows based on ultrafast X-ray tomography“. In: *Flow Measurement and Instrumentation* 46, S. 196–203. ISSN: 09555986. DOI: 10.1016/j.flowmeasinst.2015.06.006.
- Hampel, U., Krepper, E., Lucas, D., Beyer, M., Szalinski, L., Banowski, M., Barthel, F., Hoppe, D., Bieberle, A. und Barth, T. (2013). „High-resolution two-phase flow measurement techniques for the generation of experimental data for CFD code qualification“. In: *Kerntechnik* 78.1, S. 9–15. ISSN: 0932-3902, 2195-8580. DOI: 10.3139/124.110301.
- Rabha, S., Schubert, M., Grugel, F., Banowski, M. und Hampel, U. (2015). „Visualization and quantitative analysis of dispersive mixing by a helical static mixer in upward co-current gas–liquid flow“. In: *Chemical Engineering Journal* 262, S. 527–540. ISSN: 13858947. DOI: 10.1016/j.cej.2014.09.019.

Tagungsbeiträge

- Banowski, M. (2014). „Experimental investigations on two-phase flows in a vertical pipe using ultrafast electron-beam X-ray tomography“. In: *Proceedings of 45th AMNT*. 45th Annual Meeting on Nuclear Technology - Preserving Competence in Nuclear Technology. Frankfurt am Main.
- Banowski, M. (2015). „Investigations on vertical gas-liquid downward pipe flows“. In: *Proceedings of 46th AMNT*. 46th Annual Meeting on Nuclear Technology - Preserving Competence in Nuclear Technology. Berlin.
- Banowski, M., Beyer, M., Szalinski, L., Lucas, D. und Hampel, U. (2015). „Comparative study of ultrafast X-ray tomography and wire-mesh sensors for vertical gas-liquid pipe flows“. In: *Proceedings of ISPT7*. 7th International Symposium on Process Tomography. Dresden.
- Banowski, M., Lucas, D., Beyer, M., Szalinski, L., Hoppe, D. und Hampel, U. (2014). „Investigation of vertical gas-liquid pipe flows using ultrafast X-ray tomography – An overview of methods, measurement series and previous results“. German CFD Network of Competence - Workshop. München-Garching.

-
- Banowski, M., Lucas, D., Hoppe, D., Barthel, F., Szalinski, L., Sprewitz, U., Beyer, M. und Hampel, U. (2012). „Experimental Investigations on Vertical Pipe Flow Using Ultrafast Electron-Beam X-Ray Tomography“. 10th Multiphase Flow Conference. Dresden-Rossendorf.
- Banowski, M., Patmonoaji, A., Lucas, D. und Hampel, U. (2013a). „Determination of bubble velocities in vertical gas-liquid pipe flows using ultrafast X-ray tomography“. 11th Multiphase Flow Conference. Dresden-Rossendorf.
- Bieberle, M., Barthel, F., Hoppe, D., Banowski, M., Wagner, M., Lucas, D., Stürzel, T. und Hampel, U. (2012). „Ultrafast electron beam X-ray computed tomography for 2D and 3D two-phase flow imaging“. In: *Proceedings of 2012 IEEE International Conference on Imaging Systems and Techniques*. 2012 IEEE International Conference on Imaging Systems and Techniques. Manchester. ISBN: 978-4577-1774-1.
- Bieberle, M., Wagner, M., Barthel, F., Rabha, S., Banowski, M. und Hampel, U. (2015). „Ultrafast X-ray computed tomography for phase distribution and velocity measurements in multiphase flows“. In: *Proceedings of 10th Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing*. 10th Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing. Neapel.
- Hampel, U., Banowski, M., Barthel, F., Hoppe, D., Lucas, D., Rabha, S. und Wagner, M. (2014). „Two-phase flow measurements with ultrafast X-ray tomography“. In: ETPFGM2014. Dresden.
- Hampel, U., Banowski, M., Barthel, F., Hoppe, D., Rabha, S. S. und Schubert, M. (2014). „Ultrafast X-ray tomography for multiphase flow analysis“. In: *Proceedings of IWPT-5*. 5th International Workshop on Process Tomography. Jeju.
- Hampel, U., Banowski, M., Krepper, E., Szalinski, L., Beyer, M., Lucas, D., Barthel, F., Wagner, M. und Bieberle, M. (2016). „Ultrafast X-ray tomography for two-phase flow experiments“. In: *Proceedings of SWINTH-2016*. SWINTH-2016. Livorno.
- Lucas, D., Banowski, M. und Beyer, M. (2015). „Investigations on upward, downward and counter-current two-phase pipe flows using ultrafast electron beam X-ray computer tomography“. 7th European-Japanese Two-Phase Flow Group Meeting. Zermatt.

Lucas, D., Banowski, M., Hoppe, D., Beyer, M., Szalinski, L., Barthel, F. und Hampel, U. (2012). „Experimental data on vertical air-water pipe flow obtained by ultrafast electron beam X-ray tomography measurements“. In: *Proceedings of CFD4NRS-4*. CFD4NRS-4, The Experimental Validation and Application of CFD and CMFD Codes in Nuclear Reactor Technology. Daejeon.

Lucas, D., Hoppe, D., Banowski, M., Hampel, U., Barthel, F., Sprewitz, U. und Beyer, M. (2012). „Quantitative data from ultra-fast electron beam X-ray computer tomography measurements“. 50th European Two-Phase Flows Group Meeting 2012. Udine.

Wissenschaftlich-technische Berichte

Banowski, M., Beyer, M., Lucas, D., Hoppe, D. und Barthel, F. (2016). *Experiments on vertical gas-liquid pipe flows using ultrafast X-ray tomography*. HZDR-075. Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf.

Lucas, D., Beyer, M., Banowski, M., Seidel, T., Krepper, E., Liao, Y., Apantsevich, P., Gauß, F. und Ma, T. (2016). *TOPFLOW-Experimente, Modellentwicklung und Validierung zur Qualifizierung von CFD-Codes für Zweiphasenströmungen. Abschlussbericht*. HZDR-077. Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf.

Betreuung studentischer Arbeiten

Kuntoro, H. Y. (2015). „Investigation of three-dimensional bubble velocities at co-current air-water vertical upward bubbly flows“. Masterarbeit. Universitas Gadjah Mada, Yogyakarta.

Majid, A. I. (2015). „Investigation of Taylor bubble properties and their reaction on the co-current upward slug flow from experimental database of ultrafast X-ray tomography“. Masterarbeit. Universitas Gadjah Mada, Yogyakarta.

Patmonoaji, A. (2014). „Investigation of gas bubble velocities from experimental database of ultrafast two-layer electron beam X-ray tomography“. Masterarbeit. Universitas Gadjah Mada, Yogyakarta.

Preise

Best Poster Award, 7th World Congress on Industrial Process Tomography,
WCIPT 7, Krakau, 2013.

Best Poster Award, HZDR Doktorandenseminar, Bautzen, 2013.

Literatur

- Adrian, R. J. (1991). „Particle-Imaging Techniques for Experimental Fluid Mechanics“. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 23.1, S. 261–304. ISSN: 0066-4189, 1545-4479. DOI: 10.1146/annurev.fl.23.010191.001401.
- Ahmad, W. R., DeJesus, J. M. und Kawaji, M. (1998). „Falling film hydrodynamics in slug flow“. In: *Chemical Engineering Science* 53.1, S. 123–130. ISSN: 00092509. DOI: 10.1016/S0009-2509(97)00276-5.
- Antal, S., Lahey, R. und Flaherty, J. (1991). „Analysis of phase distribution in fully developed laminar bubbly two-phase flow“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 17, S. 635.
- Barnea, D., Shoham, O. und Taitel, Y. (1982). „Flow pattern transition for vertical downward two phase flow“. In: *Chemical Engineering Science* 37.5, S. 741–744. ISSN: 00092509. DOI: 10.1016/0009-2509(82)85034-3.
- Barthel, F. (2012). „Ultra Fast Electron Beam X-Ray CT For Two-phase Flow Phenomena“. NURETH-14. Toronto.
- Barthel, F. (2016). „Ultraschnelle Röntgencomputertomografie für die Untersuchung von Zweiphasenströmungen“. Diss. Technische Universität Dresden. ISBN: 978-3-95908-044-6.
- Bauckhage, K. (1996). „Gleichzeitige Erfassung von Partikelmerkmalen und Eigenschaften mehrphasiger Strömungen mit Hilfe der Phasen-Doppler-Anemometrie: Gleichzeitige Erfassung von Partikelmerkmalen und Eigenschaften mehrphasiger Strömungen mit Hilfe der Phasen-Doppler-Anemometrie“. In: *Chemie Ingenieur Technik* 68.3, S. 253–266. ISSN: 0009286X. DOI: 10.1002/cite.330680306.
- Berry, R. A., Peterson, J. W., Zhang, H., Martineau, R. C., Zhao, H., Zou, L. und Andrs, D. (2014). *RELAP-7 Theory Manual*. INL-14-31366. Idaho National Laboratory.
- Besagni, G. und Inzoli, F. (2016). „Bubble size distributions and shapes in annular gap bubble column“. In: *Experimental Thermal and Fluid*

- Science* 74, S. 27–48. ISSN: 08941777. DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2015.11.020.
- Bestion, D., Lucas, D., Anglart, H., Scheuerer, M., Lerchl, G., Guillard, V., Tanskanen, V. und Ilvonen, M. (2009). *Status and limits of current methods for plant analysis*. NURISP-232124, S. 53.
- Beucher, S. (1982). „Watersheds of functions and picture segmentation“. In: *Acoustics, Speech, and Signal Processing, IEEE International Conference on ICASSP '82*. Bd. 7. Institute of Electrical und Electronics Engineers, S. 1928–1931. DOI: 10.1109/ICASSP.1982.1171424.
- Beucher, S. (1992). „The watershed transformation applied to image segmentation“. In: *Signal and image processing in microscopy and microanalysis: proceedings of the 10th Pfefferkorn Conference*. 10th Pfefferkorn Conference. Camebridge: Scanning Microscopy International, S. 299–314.
- Beyer, M., Lucas, D. und Kussin, J. (2010). „Quality check of wire-mesh sensor measurements in a vertical air/water flow“. In: *Flow Measurement and Instrumentation* 21.4, S. 511–520. ISSN: 09555986. DOI: 10.1016/j.flowmeasinst.2010.09.001.
- Beyerlein, S. W., Cossmann, R. K. und Richter, H. (1985). „Prediction of bubble concentration profiles in vertical turbulent two-phase flow“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 11.5, S. 629–641. ISSN: 03019322. DOI: 10.1016/0301-9322(85)90083-7.
- Bhagwat, S. M. und Ghajar, A. J. (2012). „Similarities and differences in the flow patterns and void fraction in vertical upward and downward two phase flow“. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 39, S. 213–227. ISSN: 08941777. DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2012.01.026.
- Bieberle, A. (2008). „Räumlich hoch auflösende Computertomografie mit Gammastrahlung zur Untersuchung von Mehrhasenströmungen“. Diss. Technische Universität Dresden. ISBN: 978-3-941298-021-7.
- Boyd, D. und Lipton, M. (1983). „Cardiac computed tomography“. In: *Proceedings of the IEEE* 71.3, S. 298–307. ISSN: 0018-9219. DOI: 10.1109/PROC.1983.12588.
- Boyer, C., Duquenne, A.-M. und Wild, G. (2002). „Measuring techniques in gas - liquid and gas - liquid - solid reactors“. In: *Chemical Engineering Science* 57.16, S. 3185–3215. ISSN: 00092509. DOI: 10.1016/S0009-2509(02)00193-8.

-
- Brennen, C. E. (2005). *Fundamentals of multiphase flow*. Cambridge [England] ; New York: Cambridge University Press. 345 S. ISBN: 978-0-521-84804-6.
- Bridge, A. G., lapidus, L. und Elgin, J. C. (1964). „The Mechanics of Vertical Gas-Liquid Fluidized System I: Countercurrent Flow“. In: *A.I.Ch.E. J.* 10.6, S. 819–826.
- Bröder, D. (2003). „Anwendung optischer Messtechniken zur Untersuchung disperser Gas-Flüssigkeits-Strömungen“. Diss. Martin-Luther Universität Halle-Wittenberg.
- Brücker, C. (2000). „3-D Measurements of Bubble Motion and Wake Structure in Two-Phase Flows Using 3-D Scanning Particle-Image-Velocimetry (3-D SPIV) and Stereo-Imaging“. In: *Laser Techniques Applied to Fluid Mechanics*. Hrsg. von R. J. Adrian, D. F. G. Durão, F. Durst, M. V. Heitor, M. Maeda und J. H. Whitelaw. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, S. 621–635. ISBN: 978-3-642-63087-3 978-3-642-56963-0.
- Canny, J. (1986). „A Computational Approach to Edge Detection“. In: *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence* PAMI-8.6, S. 679–698. ISSN: 0162-8828. DOI: 10.1109/TPAMI.1986.4767851.
- Cartellier, A. (1992). „Simultaneous void fraction measurement, bubble velocity, and size estimate using a single optical probe in gas–liquid two-phase flows“. In: *Review of Scientific Instruments* 63.11, S. 5442. ISSN: 00346748. DOI: 10.1063/1.1143416.
- Chan, A. und Banerjee, S. (1981). „Design aspects of gamma densitometers for void fraction measurements in small scale two-phase flows“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 190.1, S. 135–148. ISSN: 01675087. DOI: 10.1016/0029-554X(81)90214-7.
- Chaouki, J., Larachi, F. und Dudukovic, M. P. (1997). „Noninvasive Tomographic and Velocimetric Monitoring of Multiphase Flows“. In: *Industrial & Engineering Chemistry Research* 36.11, S. 4476–4503. ISSN: 0888-5885, 1520-5045. DOI: 10.1021/ie970210t.
- Cheng, W., Murai, Y., Sasaki, T. und Yamamoto, F. (2005). „Bubble velocity measurement with a recursive cross correlation PIV technique“. In: *Flow Measurement and Instrumentation* 16.1, S. 35–46. ISSN: 09555986. DOI: 10.1016/j.flowmeasinst.2004.08.002.

- Clark, N. und Flemmer, R. (1984). „On vertical downward two phase flow“. In: *Chemical Engineering Science* 39.1, S. 170–173. ISSN: 00092509. DOI: 10.1016/0009-2509(84)80146-3.
- Clift, R., Grace, J. R. und Weber, M. E. (1978). *Bubbles, drops, and particles*. Unter Mitarb. von J. R. Grace und M. E. Weber. New York: Academic Press. 380 S. ISBN: 0-12-176950-X.
- Crawford, T., Weinberger, C. und Weisman, J. (1985). „Two-phase flow patterns and void fractions in downward flow Part I: Steady-state flow patterns“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 11.6, S. 761–782. ISSN: 03019322. DOI: 10.1016/0301-9322(85)90023-0.
- Crowe, C. T., Hrsg. (2006). *Multiphase flow handbook*. Mechanical engineering series. Boca Raton, FL: CRC : Taylor & Francis. 1156 S. ISBN: 978-0-8493-1280-9.
- Da Silva, M. J., Schleicher, E. und Hampel, U. (2007a). „Capacitance wire-mesh sensor for fast measurement of phase fraction distributions“. In: *Measurement Science and Technology* 18.7, S. 2245–2251. ISSN: 0957-0233, 1361-6501. DOI: 10.1088/0957-0233/18/7/059.
- Da Silva, M. J., Schleicher, E. und Hampel, U. (2007b). „A Novel Needle Probe Based on High-Speed Complex Permittivity Measurements for Investigation of Dynamic Fluid Flows“. In: *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* 56.4, S. 1249–1256. ISSN: 0018-9456. DOI: 10.1109/TIM.2007.900419.
- Davies, R. M. und Taylor, G. (1950). „The Mechanics of Large Bubbles Rising through Extended Liquids and through Liquids in Tubes“. In: *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 200.1062, S. 375–390. ISSN: 1364-5021, 1471-2946. DOI: 10.1098/rspa.1950.0023.
- Durst, F., Melling, A. und Whitelaw, J. H. (1976). *Principles and practice of laser-Doppler anemometry*. London ; New York: Academic Press. 405 S. ISBN: 978-0-12-225250-1.
- Ellingsen, K. und Risso, F. (2001). „On the rise of an ellipsoidal bubble in water: oscillatory paths and liquid-induced velocity“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 440, S. 235–268. ISSN: 0022-1120, 1469-7645. DOI: 10.1017/S0022112001004761.

- Enrique Julia, J., Liu, Y., Hibiki, T. und Ishii, M. (2013). „Local flow regime analysis in vertical co-current downward two-phase flow“. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 44, S. 345–355. ISSN: 08941777. DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2012.07.006.
- Fernandes, R. C., Semiat, R. und Dukler, A. E. (1983). „Hydrodynamic model for gas-liquid slug flow in vertical tubes“. In: *AIChE Journal* 29.6, S. 981–989. ISSN: 0001-1541, 1547-5905. DOI: 10.1002/aic.690290617.
- Fischer, F. und Hampel, U. (2010). „Ultra fast electron beam X-ray computed tomography for two-phase flow measurement“. In: *Nuclear Engineering and Design* 240.9, S. 2254–2259. ISSN: 00295493. DOI: 10.1016/j.nucengdes.2009.11.016.
- Frank, T., Burns, A. und Shi, J.-M. (2004). „Validation of eulerian multi-phase flow models for nuclear safety applications“. In: *3rd International Symposium on Two-Phase Flow Modelling and Experimentation, Pisa, 22-24 September 2004*.
- Frank, T., Zwart, P., Krepper, E., Prasser, H.-M. und Lucas, D. (2008). „Validation of CFD models for mono- and polydisperse air–water two-phase flows in pipes“. In: *Nuclear Engineering and Design* 238, S. 647–659.
- Fuangworawong, N., Kikura, H., Aritomi, M. und Komeno, T. (2007). „Tomographic imaging of counter-current bubbly flow by wire mesh tomography“. In: *Chemical Engineering Journal* 130.2, S. 111–118. ISSN: 13858947. DOI: 10.1016/j.cej.2006.08.033.
- Ghiaasiaan, S., Wu, X., Sadowski, D. und Abdel-Khalik, S. (1997). „Hydrodynamic characteristics of counter-current two-phase flow in vertical and inclined channels: effects of liquid properties“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 23.6, S. 1063–1083. ISSN: 03019322. DOI: 10.1016/S0301-9322(97)00027-X.
- Ghosh, S., Pratihar, D., Maiti, B. und Das, P. (2012). „Identification of flow regimes using conductivity probe signals and neural networks for counter-current gas–liquid two-phase flow“. In: *Chemical Engineering Science* 84, S. 417–436. ISSN: 00092509. DOI: 10.1016/j.ces.2012.08.042.
- Gladdden, L. (1994). „Nuclear magnetic resonance in chemical engineering: Principles and applications“. In: *Chemical Engineering Science* 49.20, S. 3339–3408. ISSN: 00092509. DOI: 10.1016/0009-2509(94)00129-4.

- Gorelik, R. S., Kashinskii, O. N. und Nakoryakov, V. E. (1987). „Study of a downward bubbly flow in a vertical pipe“. In: *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics* 28.1, S. 64–67. ISSN: 0021-8944, 1573-8620. DOI: 10.1007/BF00918774.
- GRS (2016). *ATHLET Mod 3.1 Cycle A - Program Overview*. Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) mbH.
- Hampel, U., Speck, M., Koch, D., Menz, H.-J., Mayer, H.-G., Fietz, J., Hoppe, D., Schleicher, E., Zippe, C. und Prasser, H.-M. (2005). „Experimental ultra fast X-ray computed tomography with a linearly scanned electron beam source“. In: *Flow Measurement and Instrumentation* 16.2, S. 65–72. ISSN: 09555986. DOI: 10.1016/j.flowmeasinst.2005.02.002.
- Harmathy, T. Z. (1960). „Velocity of large drops and bubbles in media of infinite or restricted extent“. In: *AIChE Journal* 6.2, S. 281–288. ISSN: 0001-1541, 1547-5905. DOI: 10.1002/aic.690060222.
- Hasan, A., Kabir, C. und Srinivasan, S. (1994). „Countercurrent bubble and slug flows in a vertical system“. In: *Chemical Engineering Science* 49.16, S. 2567–2574. ISSN: 00092509. DOI: 10.1016/0009-2509(94)E0084-4.
- Hassan, Y. A., Schmidl, W. und Ortiz-Villafuerte, J. (1998). „Investigation of three-dimensional two-phase flow structure in a bubbly pipe flow“. In: *Measurement Science and Technology* 9.3, S. 309–326. ISSN: 0957-0233, 1361-6501. DOI: 10.1088/0957-0233/9/3/003.
- Heindel, T. J. (2000). „Gas flow regime changes in a bubble column filled with a fibre suspension“. In: *The Canadian Journal of Chemical Engineering* 78.5, S. 1017–1022. ISSN: 00084034, 1939019X. DOI: 10.1002/cjce.5450780520.
- Hernandez Perez, V., Azzopardi, B., Kaji, R., Silva, M. da, Beyer, M. und Hampel, U. (2010). „Wisp-like structures in vertical gas–liquid pipe flow revealed by wire mesh sensor studies“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 36.11, S. 908–915. ISSN: 03019322. DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2010.08.002.
- Hibiki, T., Hogsett, S. und Ishii, M. (1998). „Local measurement of interfacial area, interfacial velocity and liquid turbulence in two-phase flow“. In: *Nuclear Engineering and Design* 184.2, S. 287–304. ISSN: 00295493. DOI: 10.1016/S0029-5493(98)00203-9.

- Hibiki, T. und Ishii, M. (2000). „Two-group interfacial area transport equations at bubbly-to-slug flow transition“. In: *Nuclear Engineering and Design* 202.1, S. 39–76. ISSN: 00295493. DOI: 10.1016/S0029-5493(00)00286-7.
- Hibiki, T. und Ishii, M. (2009). „Interfacial Area Transport Equations for Gas-Liquid Flow“. In: *The Journal of Computational Multiphase Flows* 1.1, S. 1–22. ISSN: 1757-482X. DOI: 10.1260/175748209787387089.
- Hori, K., Fujimoto, T. und Kawanishi, K. (1998). „Development of ultra-fast X-ray computed tomography scanner system“. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 45.4, S. 2089–2094. ISSN: 00189499. DOI: 10.1109/23.708308.
- Hori, K., Fujimoto, T., Kawanishi, K. und Nishikawa, H. (2000). „Development of an ultrafast X-ray computed tomography scanner system: Application for measurement of instantaneous void distribution of gas-liquid two-phase flow“. In: *Heat Transfer?Asian Research* 29.3, S. 155–165. ISSN: 1099-2871, 1523-1496. DOI: 10.1002/(SICI)1523-1496(200005)29:3<155::AID-HTJ1>3.0.CO;2-M.
- Hosokawa, S., Tomiyama, A., Misaki, S. und Hamada, T. (2002). „Lateral Migration of Single Bubbles Due to the Presence of Wall“. In: *Proc. ASME Joint U.S.-European Fluids Engineering Division Conference (FEDSM2002), Montreal, Quebec, Canada*. Bd. ASME Conf. Proc. 2002 Vol. 1: Fora, Parts A and B / Advances in Free Surface and interface Fluid Dynamics, S. 855.
- Hough, P. V. C. (1962). „Method and means for recognizing complex patterns“. US 3069654.
- Hout, R. van, Gulitski, A., Barnea, D. und Shemer, L. (2002). „Experimental investigation of the velocity field induced by a Taylor bubble rising in stagnant water“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 28.4, S. 579–596. ISSN: 03019322. DOI: 10.1016/S0301-9322(01)00082-9.
- Ishii, M., Paranjape, S., Kim, S. und Sun, X. (2004). „Interfacial structures and interfacial area transport in downward two-phase bubbly flow“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 30.7, S. 779–801. ISSN: 03019322. DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2004.04.009.
- Jamialahmadi, M. und Müller-Steinhagen, H. (1993). „Effect of Superficial Gas Velocity on Bubble Size, Terminal Bubble Rise Velocity and Gas

- Hold-up in Bubble Columns“. In: *Developments in Chemical Engineering and Mineral Processing* 1.1, S. 16–31. ISSN: 09691855. DOI: 10.1002/apj.5500010103.
- Johnson, I. D. (1987). „Method and apparatus for measuring water in crude oil“. Patent US 4644263 A.
- Jones, O. C. und Delhay, J.-M. (1976). „Transient and statistical measurement techniques for two-phase flows: A critical review“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 3.2, S. 89–116. ISSN: 03019322. DOI: 10.1016/0301-9322(76)90001-X.
- Kai, T., Misawa, M., Takahashi, T., Tiseanu, I. und Ichikawa, N. (2005). „Observation of 3-D Structure of Bubbles in a Fluidized Catalyst Bed“. In: *The Canadian Journal of Chemical Engineering* 83.1, S. 113–118. ISSN: 00084034, 1939019X. DOI: 10.1002/cjce.5450830119.
- Kak, A. C. und Slaney, M. (2001). *Principles of computerized tomographic imaging*. Classics in applied mathematics 33. Philadelphia: Society for Industrial and Applied Mathematics. 327 S. ISBN: 0-89871-494-X.
- Karimi, G. und Kawaji, M. (1999). „Flow characteristics and circulatory motion in wavy falling films with and without counter-current gas flow“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 25.6, S. 1305–1319. ISSN: 03019322. DOI: 10.1016/S0301-9322(99)00044-0.
- Kashinsky, O. N. und Randin, V. V. (1999). „Downward bubbly gas-liquid flow in a vertical pipe“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 25, S. 109–138.
- Kawaji, M., DeJesus, J. und Tudose, G. (1997). „Investigation of flow structures in vertical slug flow“. In: *Nuclear Engineering and Design* 175.1, S. 37–48. ISSN: 00295493. DOI: 10.1016/S0029-5493(97)00160-X.
- Kim, S., Paranjape, S. S., Ishii, M. und Kelly, J. (2004). „Interfacial Structures and Regime Transition in Co-Current Downward Bubbly Flow“. In: *Journal of Fluids Engineering* 126.4, S. 528. ISSN: 00982202. DOI: 10.1115/1.1777229.
- Kocamustafaogullari, G. und Ishii, M. (1995). „Foundation of the interfacial area transport equation and its closure relations“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 38.3, S. 481–493. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/0017-9310(94)00183-V.

- Koizumi, Y. und Ueda, T. (1996). „Initiation conditions of liquid ascent of the countercurrent two-phase flow in vertical pipes (in the presence of two-phase mixture in the lower portion)“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 22.1, S. 31–43. ISSN: 03019322. DOI: 10.1016/0301-9322(95)00055-0.
- Kraume, M., Hrsg. (2003). *Mischen und Rühren: Grundlagen und moderne Verfahren*. OCLC: 76456933. Weinheim: Wiley-VCH. 429 S. ISBN: 978-3-527-30709-8.
- Krepper, E., Lucas, D., Frank, T., Prasser, H.-M. und Zwart, P. (2008). „The inhomogeneous MUSIG model for the simulation of polydispersed flows“. In: *Nuclear Engineering and Design* 238, S. 1690–1702.
- Krepper, E., Lucas, D. und Prasser, H.-M. (2005). „On the modelling of bubbly flow in vertical pipes“. In: *Nuclear Engineering and Design* 235.5, S. 597–611. ISSN: 00295493. DOI: 10.1016/j.nucengdes.2004.09.006.
- Lahey, R. J., Lopez de Bertodano, M. und Jones, O. J. (1993). „Phase distribution in complex geometry conduits“. In: *Nuclear Engineering and Design* 141, S. 177.
- Lin, G., Adiga, U., Olson, K., Guzowski, J. F., Barnes, C. A. und Roysam, B. (2003). „A hybrid 3D watershed algorithm incorporating gradient cues and object models for automatic segmentation of nuclei in confocal image stacks“. In: *Cytometry* 56A.1, S. 23–36. ISSN: 0196-4763, 1097-0320. DOI: 10.1002/cyto.a.10079.
- Lindken, R., Gui, L. und Merzkirch, W. (1999). „Velocity Measurements in Multiphase Flow by Means of Particle Image Velocimetry“. In: *Chemical Engineering & Technology* 22.3, S. 202–206. ISSN: 0930-7516, 1521-4125. DOI: 10.1002/(SICI)1521-4125(199903)22:3<202::AID-CEAT202>3.0.CO;2-K.
- Lioumbas, I., Mouza, A. und Paras, S. (2002). „Local Velocities Inside the Gas Phase During Counter-Current Two-Phase Flow in a Narrow Vertical Channel“. In: *Chemical Engineering Research and Design* 80.6, S. 667–673. ISSN: 02638762. DOI: 10.1205/026387602760312872.
- Liu, L., Yan, H. und Zhao, G. (2015). „Experimental studies on the shape and motion of air bubbles in viscous liquids“. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 62, S. 109–121. ISSN: 08941777. DOI: 10.1016/j.exptthermflusci.2014.11.018.

- Liu, Y.-P., Wang, P.-Y., Wang, J. und Du, Z.-H. (2013). „Investigation of Taylor bubble wake structure in liquid nitrogen by PIV technique“. In: *Cryogenics* 55-56, S. 20–29. ISSN: 00112275. DOI: 10.1016/j.cryogenics.2013.01.003.
- Liu, T. und Bankoff, S. (1993a). „Structure of air–water bubbly flow in a vertical pipe. I: Liquid mean velocity and turbulence measurements“. In: *J. Heat Transfer* 36, S. 1049.
- Liu, T. und Bankoff, S. (1993b). „Structure of air–water bubbly flow in a vertical pipe. II: Void fraction, bubble velocity and bubble size distribution“. In: *J. Heat Transfer* 36, S. 1061.
- Lo, S. (1996). *Application of the MUSIG model to bubbly flows*. AEAT-1096. AEA Technology.
- Lorensen, W. E. und Cline, H. E. (1987). „Marching cubes: A high resolution 3D surface construction algorithm“. In: *ACM SIGGRAPH Computer Graphics* 21.4, S. 163–169. ISSN: 00978930. DOI: 10.1145/37402.37422.
- Lucas, D., Beyer, M., Szalinski, L. und Schütz, P. (2010). „A new database on the evolution of air–water flows along a large vertical pipe“. In: *International Journal of Thermal Sciences* 49.4, S. 664–674. ISSN: 12900729. DOI: 10.1016/j.ijthermalsci.2009.11.008.
- Lucas, D., Krepper, E. und Prasser, H.-M. (2005). „Development of co-current air–water flow in a vertical pipe“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 31.12, S. 1304–1328. ISSN: 03019322. DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2005.07.004.
- Lucas, D., Krepper, E. und Prasser, H.-M. (2007). „Use of models for lift, wall and turbulent dispersion forces acting on bubbles for poly-disperse flows“. In: *Chemical Engineering Science* 62.15, S. 4146–4157. ISSN: 00092509. DOI: 10.1016/j.ces.2007.04.035.
- Lucas, D., Shi, J.-M., Krepper, E. und Prasser, H.-M. (2004). „Models for the forces acting on bubbles in comparison with experimental data for vertical pipe flow“. In: *Two-Phase Flow Modelling and Experimentation*. 3rd International Symposium on Two-Phase Flow Modelling and Experimentation. Pisa: Edizioni ETS. ISBN: 88-467-1075-4.
- Lunde, K. und Perkins, R. (1998). „Shape Oscillations of Rising Bubbles“. In: *In Fascination of Fluid Dynamics*. Hrsg. von A. Biesheuvel und G.

-
- van Heijst. Bd. 45. Fluid Mechanics and its Applications. Springer Netherlands, S. 387–408. ISBN: 978-94-010-6092-9.
- Martin, C. S. (1976). „Vertically Downward Two-Phase Slug Flow“. In: *Journal of Fluids Engineering* 98.4, S. 715. ISSN: 00982202. DOI: 10.1115/1.3448466.
- Maurer, C., Qi, R. und Raghavan, V. (2003). „A linear time algorithm for computing exact Euclidean distance transforms of binary images in arbitrary dimensions“. In: *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence* 25.2, S. 265–270. ISSN: 0162-8828. DOI: 10.1109/TPAMI.2003.1177156.
- Merwe, W. van der, Nicol, W. und Beer, F. de (2007). „Three-dimensional analysis of trickle flow hydrodynamics: Computed tomography image acquisition and processing“. In: *Chemical Engineering Science* 62.24, S. 7233–7244. ISSN: 00092509. DOI: 10.1016/j.ces.2007.08.009.
- Meyer, F. (1994). „Topographic distance and watershed lines“. In: *Signal Processing* 38.1, S. 113–125. ISSN: 01651684. DOI: 10.1016/0165-1684(94)90060-4.
- Milan, M., Borhani, N. und Thome, J. R. (2013). „Adiabatic vertical downward air–water flow pattern map: Influence of inlet device, flow development length and hysteresis effects“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 56, S. 126–137. ISSN: 03019322. DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2013.06.003.
- Moo-Young, M., Fulford, G. und Cheyne, I. (1971). „Bubble Motion Studies in a Countercurrent Flow Apparatus“. In: *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals* 10.1, S. 157–160. ISSN: 0196-4313, 1541-4833. DOI: 10.1021/i160037a027.
- Moore, D. W. (1963). „The boundary layer on a spherical gas bubble“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 16, S. 161.
- Mudde, R. F. (2010). „Double X-ray Tomography of a Bubbling Fluidized Bed“. In: *Industrial & Engineering Chemistry Research* 49.11, S. 5061–5065. ISSN: 0888-5885, 1520-5045. DOI: 10.1021/ie901537z.
- Nicklin, D. J., Wilkes, J. O. und Davidson, J. F. (1962). „Two-phase flow in vertical tubes“. In: *Transactions of the Institution of Chemical Engineers* 40.1, S. 61–68.

- Ohnuki, A. und Akimoto, H. (2000). „Experimental study on transition of flow pattern and phase distribution in upward air-water two-phase flow along a large vertical pipe“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 26, S. 367.
- Okawa, T., Tanaka, T., Kataoka, I. und Mori, M. (2003). „Temperature effect on single bubble rise characteristics in stagnant distilled water“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46.5, S. 903–913. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/S0017-9310(02)00345-9.
- Okawa, T., Yoneda, K., Zhou, S. und Tabata, H. (1999). „New Interfacial Drag Force Model Including Effect of Bubble Wake, (II): Model Validation Using Experimental Data of Steam-Water Bubbly Flow in Large-Diameter Pipes“. In: *Journal of Nuclear Science and Technology* 36.11, S. 1030–1040. ISSN: 0022-3131, 1881-1248. DOI: 10.1080/18811248.1999.9726295.
- Oshinowo, T. und Charles, M. E. (1974). „Vertical two-phase flow part I. Flow pattern correlations“. In: *The Canadian Journal of Chemical Engineering* 52.1, S. 25–35. ISSN: 00084034, 1939019X. DOI: 10.1002/cjce.5450520105.
- Otsu, N. (1979). „A Threshold Selection Method from Gray-Level Histograms“. In: *IEEE Transactions on Systems, Man, and Cybernetics* 9.1, S. 62–66. ISSN: 0018-9472. DOI: 10.1109/TSMC.1979.4310076.
- Parker, D., Broadbent, C., Fowles, P., Hawkesworth, M. und McNeil, P. (1993). „Positron emission particle tracking - a technique for studying flow within engineering equipment“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 326.3, S. 592–607. ISSN: 01689002. DOI: 10.1016/0168-9002(93)90864-E.
- Parsi, M., Vieira, R. E., Torres, C. F., Kesana, N. R., McLaury, B. S., Shirazi, S. A., Schleicher, E. und Hampel, U. (2015). „Experimental investigation of interfacial structures within churn flow using a dual wire-mesh sensor“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 73, S. 155–170. ISSN: 03019322. DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2015.03.019.
- Pietruske, H. und Prasser, H.-M. (2007). „Wire-mesh sensors for high-resolving two-phase flow studies at high pressures and temperatures“. In: *Flow Measurement and Instrumentation* 18.2, S. 87–94. ISSN: 09555986. DOI: 10.1016/j.flowmeasinst.2007.01.004.

-
- Polonsky, S., Barnea, D. und Shemer, L. (1999). „Averaged and time-dependent characteristics of the motion of an elongated bubble in a vertical pipe“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 25.5, S. 795–812. ISSN: 03019322. DOI: 10.1016/S0301-9322(98)00066-4.
- Polonsky, S., Shemer, L. und Barnea, D. (1999). „The relation between the Taylor bubble motion and the velocity field ahead of it“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 25.6, S. 957–975. ISSN: 03019322. DOI: 10.1016/S0301-9322(99)00037-3.
- Prasser, H.-M. (2008). „Novel experimental measuring techniques required to provide data for CFD validation“. In: *Nuclear Engineering and Design* 238.3, S. 744–770. ISSN: 00295493. DOI: 10.1016/j.nucengdes.2007.02.050.
- Prasser, H.-M. und Beyer, M. (2007). „Bubble recognition algorithms for the processing of wire-mesh sensor data“. In: *Proceedings of ICMF-2007*. ICMF-2007. Leipzig, S. 1–9.
- Prasser, H.-M., Misawa, M. und Tiseanu, I. (2005). „Comparison between wire-mesh sensor and ultra-fast X-ray tomograph for an air-water flow in a vertical pipe“. In: *Flow Measurement and Instrumentation* 16.2, S. 73–83. ISSN: 09555986. DOI: 10.1016/j.flowmeasinst.2005.02.003.
- Prasser, H.-M., Scholz, D. und Zippe, C. (2001). „Bubble size measurement using wire-mesh sensors“. In: *Flow Measurement and Instrumentation* 12.4, S. 299–312. ISSN: 09555986. DOI: 10.1016/S0955-5986(00)00046-7.
- Prasser, H.-M., Böttger, A. und Zschau, J. (1998). „A new electrode-mesh tomograph for gas-liquid flows“. In: *Flow Measurement and Instrumentation* 9.2, S. 111–119. ISSN: 09555986. DOI: 10.1016/S0955-5986(98)00015-6.
- Prasser, H.-M., Beyer, M., Carl, H., Gregor, S., Lucas, D., Pietruske, H., Schütz, P. und Weiss, F.-P. (2007). „Evolution of the structure of a gas-liquid two-phase flow in a large vertical pipe“. In: *Nuclear Engineering and Design* 237.15, S. 1848–1861. ISSN: 00295493. DOI: 10.1016/j.nucengdes.2007.02.018.
- Prasser, H.-M., Krepper, E. und Lucas, D. (2002). „Evolution of the two-phase flow in a vertical tube—decomposition of gas fraction profiles according to bubble size classes using wire-mesh sensors“. In: *Internatio-*

- nal Journal of Thermal Sciences* 41.1, S. 17–28. ISSN: 12900729. DOI: 10.1016/S1290-0729(01)01300-X.
- Roghair, I., Van Sint Annaland, M. und Kuipers, H. J. A. M. (2013). „Drag force and clustering in bubble swarms“. In: *AIChE Journal* 59.5, S. 1791–1800. ISSN: 1547-5905. DOI: 10.1002/aic.13949.
- Rouhani, S. und Sohal, M. (1983). „Two-phase flow patterns: A review of research results“. In: *Progress in Nuclear Energy* 11.3, S. 219–259. ISSN: 01491970. DOI: 10.1016/0149-1970(83)90012-4.
- Saberi, S., Shakourzadeh, K., Bastoul, D. und Militzer, J. (1995). „Bubble size and velocity measurement in gas-liquid systems: Application of fiber optic technique to pilot plant scale“. In: *The Canadian Journal of Chemical Engineering* 73.2, S. 253–257. ISSN: 00084034, 1939019X. DOI: 10.1002/cjce.5450730213.
- Schäfer, T., Schubert, M. und Hampel, U. (2013). „Temperature Grid Sensor for the Measurement of Spatial Temperature Distributions at Object Surfaces“. In: *Sensors* 13.2, S. 1593–1602. ISSN: 1424-8220. DOI: 10.3390/s130201593.
- Schaffrath, A., Krüsenberg, A.-K., Weiß, F.-P., Hicken, E. F., Beyer, M., Carl, H., Prasser, H.-M., Schuster, J., Tamme, M. und Zimmermann, W. (2001). „TOPFLOW - a new multipurpose thermalhydraulic test facility for the investigation of steady state and transient two phase flow phenomena“. In: *Kerntechnik* 66.4, S. 209–213.
- Schaffrath, A. und Ringel, H. (2000). *Modelle zur Bestimmung der Relativbewegung der Phasen in einer Zweiphasenströmung - Stand der Technik*. FZR-294. Forschungszentrum Rossendorf.
- Serizawa, A., Kataoka, I. und Michiyoshi, I. (1975a). „Turbulence structure of air-water bubbly flow—I. measuring techniques“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 2, S. 221.
- Serizawa, A., Kataoka, I. und Michiyoshi, I. (1975b). „Turbulence structure of air-water bubbly flow—II. local properties“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 2, S. 235.
- Shawkat, M., Ching, C. und Shoukri, M. (2008). „Bubble and liquid turbulence characteristics of bubbly flow in a large diameter vertical pipe“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 34, S. 767.

- Shemer, L., Gulitski, A. und Barnea, D. (2005). „EXPERIMENTS ON THE TURBULENT STRUCTURE AND THE VOID FRACTION DISTRIBUTION IN THE TAYLOR BUBBLE WAKE“. In: *Multiphase Science and Technology* 17.1, S. 103–122. ISSN: 0276-1459. DOI: 10.1615/MultScienTechn.v17.i1-2.60.
- Simonnet, M., Gentric, C., Olmos, E. und Midoux, N. (2007). „Experimental determination of the drag coefficient in a swarm of bubbles“. In: *Chemical Engineering Science* 62.3, S. 858–866. ISSN: 00092509. DOI: 10.1016/j.ces.2006.10.012.
- Sun, X., Paranjape, S., Kim, S., Ozar, B. und Ishii, M. (2004). „Liquid velocity in upward and downward air–water flows“. In: *Annals of Nuclear Energy* 31.4, S. 357–373. ISSN: 03064549. DOI: 10.1016/j.anucene.2003.08.002.
- Sun, X., Smith, T. R., Kim, S., Ishii, M. und Uhle, J. (2002). „Interfacial area of bubbly flow in a relatively large diameter pipe“. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 27.1, S. 97–109. ISSN: 08941777. DOI: 10.1016/S0894-1777(02)00220-0.
- Suzuki, Y., Nakagawa, M., Aritomi, M., Murakawa, H., Kikura, H. und Mori, M. (2002). „Microstructure of the flow field around a bubble in counter-current bubbly flow“. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 26.2, S. 221–227. ISSN: 08941777. DOI: 10.1016/S0894-1777(02)00130-9.
- Sylvester, N. D. (1987). „A Mechanistic Model for Two-Phase Vertical Slug Flow in Pipes“. In: *Journal of Energy Resources Technology* 109.4, S. 206. ISSN: 01950738. DOI: 10.1115/1.3231348.
- Szalinski, L., Abdulkareem, L., Da Silva, M., Thiele, S., Beyer, M., Lucas, D., Hernandez Perez, V., Hampel, U. und Azzopardi, B. (2010). „Comparative study of gas–oil and gas–water two-phase flow in a vertical pipe“. In: *Chemical Engineering Science* 65.12, S. 3836–3848. ISSN: 00092509. DOI: 10.1016/j.ces.2010.03.024.
- Taitel, Y. und Barnea, D. (1983). „Counter current gas-liquid vertical flow, model for flow pattern and pressure drop“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 9.6, S. 637–647. ISSN: 03019322. DOI: 10.1016/0301-9322(83)90113-1.
- Taitel, Y., Bornea, D. und Dukler, A. E. (1980). „Modelling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes“. In: *AIChE*

- Journal* 26.3, S. 345–354. ISSN: 0001-1541, 1547-5905. DOI: 10.1002/aic.690260304.
- Tian, D., Yan, C., Sun, L., Tong, P. und Liu, G. (2014). „Comparison of local interfacial characteristics between vertical upward and downward two-phase flows using a four-sensor optical probe“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 77, S. 1183–1196. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.06.025.
- Tomiyama, A. (1998). „Struggle with computational bubble dynamics“. In: *3th International Conference on Multiphase Flow (ICMF), Lyon*.
- Tomiyama, A. (2004). „Drag, lift and virtual mass forces acting on a single bubble“. In: *3rd International Symposium on Two-Phase Flow Modelling and Experimentation, Pisa, 22-24 September*.
- Tomiyama, A., Kataoka, I., Zun, I. und Sakaguchi, T. (1998). „Drag Coefficients of Single Bubbles under Normal and Micro Gravity Conditions“. In: *JSME International Journal B* 41, S. 472.
- Tomiyama, A., Sou, A., Zun, I., Kanami, N. und Sakaguchi, T. (1995). „Effects of Eötvös number and dimensionless liquid volumetric flux on lateral motion of a bubble in a laminar duct flow“. In: *Advances in multiphase flow*. Hrsg. von A. Serizawa, T. Fukano und J. Bataille. Elsevier, S. 3.
- Tomiyama, A., Tamai, H., Zun, I. und Hosokawa, S. (2002). „Transverse migration of single bubbles in simple shear flows“. In: *Chemical Engineering Science* 57.11, S. 1849–1858. ISSN: 00092509. DOI: 10.1016/S0009-2509(02)00085-4.
- Usui, K. (1989). „Vertically Downward Two-Phase Flow, (II): Flow Regime Transition Criteria“. In: *Journal of Nuclear Science and Technology* 26.11, S. 1013–1022. ISSN: 0022-3131, 1881-1248. DOI: 10.1080/18811248.1989.9734422.
- Usui, K. und Sato, K. (1989). „Vertically Downward Two-Phase Flow, (I): Void Distribution and Average Void Fraction“. In: *Journal of Nuclear Science and Technology* 26.7, S. 670–680. ISSN: 0022-3131, 1881-1248. DOI: 10.1080/18811248.1989.9734366.
- Van Der Welle, R. (1985). „Void fraction, bubble velocity and bubble size in two-phase flow“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 11.3, S. 317–345. ISSN: 03019322. DOI: 10.1016/0301-9322(85)90061-8.

- Vincent, L. (1993). „Morphological grayscale reconstruction in image analysis: applications and efficient algorithms“. In: *IEEE Transactions on Image Processing* 2.2, S. 176–201. ISSN: 10577149. DOI: 10.1109/83.217222.
- Wagner, M., Barthel, F., Zalucky, J., Bieberle, M. und Hampel, U. (2015). „Scatter analysis and correction for ultrafast X-ray tomography“. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 373.2043, S. 20140396–20140396. ISSN: 1364-503X, 1471-2962. DOI: 10.1098/rsta.2014.0396.
- Wang, S. K., Lee, S. J., Jones, O. C. J. und Lahey, R. T. J. (1987). „3-D turbulence structure and phase distribution measurements in bubbly two-phase flows“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 13, S. 327.
- Wellek, R. M., Agrawal, A. K. und Skelland, A. H. P. (1966). „Shape of Liquid Drops Moving in Liquid Media“. In: *AIChE Journal* 12, S. 854.
- Yamaguchi, K. und Yamazaki, Y. (1984). „Combinated Flow Pattern Map for Cocurrent and Countercurrent Air-Water Flows in Vertical Tube“. In: *Journal of Nuclear Science and Technology* 21.5, S. 321–327. ISSN: 0022-3131, 1881-1248. DOI: 10.1080/18811248.1984.9731053.
- York, T. (2001). „Status of electrical tomography in industrial applications“. In: *Journal of Electronic Imaging* 10.3, S. 608. ISSN: 1017-9909. DOI: 10.1117/1.1377308.
- Zadeh, L. (1965). „Fuzzy sets“. In: *Information and Control* 8.3, S. 338–353. ISSN: 00199958. DOI: 10.1016/S0019-9958(65)90241-X.
- Zaruba, A., Lucas, D., Prasser, H.-M. und Höhne, T. (2007). „Bubble-wall interactions in a vertical gas-liquid flow: Bouncing, sliding and bubble deformations“. In: *Chemical Engineering Science* 62, S. 1591.
- Zhang, Y. und Finch, J. A. (2001). „A note on single bubble motion in surfactant solutions“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 429, S. 63–66. ISSN: 00221120. DOI: 10.1017/S0022112000002755.
- Zhang, Z., Bieberle, M., Barthel, F., Szalinski, L. und Hampel, U. (2013). „Investigation of upward cocurrent gas-liquid pipe flow using ultrafast X-ray tomography and wire-mesh sensor“. In: *Flow Measurement and Instrumentation* 32, S. 111–118. ISSN: 09555986. DOI: 10.1016/j.flowmeasinst.2013.04.007.

Ziegenhein, T. und Lucas, D. (2017). „Observations on bubble shapes in bubble columns under different flow conditions“. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 85, S. 248–256. ISSN: 08941777. DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2017.03.009.

Zun, I. (1980). „The transverse migration of bubbles influenced by walls in vertical bubbly flow“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 6, S. 583.